

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Ivan EYRAUD

Ingénieur E.S.E.

1^{re} THESE : Recherches sur l'excitation des gaz
par des impulsions d'ondes centi-
métriques.

2^{me} THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 27 Novembre 1954 devant la Commission d'Examen

MM. G. DEJARDIN.....	Président.
M. PRETTRE.....	} Examineurs.
J. JANIN.....	
P. GRIVET.....	

1955

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Ivan EYRAUD

Ingénieur E.S.E.

1^{re} THESE : Recherches sur l'excitation des gaz
par des impulsions d'ondes centi-
métriques.

2^{me} THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 27 Novembre 1954 devant la Commission d'Examen

MM. G. DÉJARDIN.....	Président.
M. PRETTRE.....	} Examineurs.
J. JANIN.....	
P. GRIVET.....	

1955

UNIVERSITÉ DE LYON - FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen Honoraire

M. LONGCHAMBON, O. *, , Médaille de la Résistance,  I., 

Professeurs Honoraires

MM. VESSIOT, C. *,  I., Membre de l'Institut.	MM. FROMAGEOT,  I.
DULAC, O. *,  I.	LOCQUIN, *,  I., Correspon- dant de l'Institut.
VANEY, *,  I.,  .	DE LARAMBERGUE,  A.
MEUNIER, *, O.  I.	

Doyen

M. DOVIN, O. *,  I.

Assesseur

M. EYRAUD, *,  I.

Professeurs

MM. LONGCHAMBON, O. *, , Médaille Résistance,  I., , *Minéralogie.*
DOVIN, O. *, ,  I., *Botanique.*
DÉJARDIN, O. *,  I., *Physique Générale.*
SOLLAUD, *,  I., *Zoologie*
EYRAUD, *,  I., *Calcul différentiel et intégral.*
THIBAUD,  I., *Physique atomique.*
THORAL,  I., *Géologie.*
DŒUVRE,  I., *Chimie organique.*
CORDIER, *,  I., Chevalier du Mérite Agricole, , *Physiologie.*
KÜHNER,  I., *Botanique.*
PRETTE, *,  I., *Chimie industrielle.*
AUMÉRAS,  I., *Chimie.*
COURTY,  A., *Chimie-Physique.*
PARIS, *Chimie minérale.*
MALÉCOT,  A., *Mécanique rationnelle.*
COLONGE,  A., *Chimie.*
MENTZER, *Chimie biologique.*
JANIN,  A., *Physique.*
BERNARD,  A., *Physique.*
VIRET, *,  I., *Géologie.*
MOUSSA, *Physique.*

Maître de Conférences honoraire

M. MOURIER DES GAYETS,  I., Chevalier du Mérite Agricole.

Maîtres de Conférences

MM. NIGON, <i>Zoologie.</i>	MM. CUEILLERON, <i>Chimie.</i>
WAUTIER, <i>Zoologie.</i>	BOUTILLIER, <i>Minéralogie.</i>
BRACONNIER, <i>Mathématiques.</i>	

Chargés de cours complémentaires

MM. DUFAY, *,  I., <i>Astronomie et Physique supérieure.</i>	MM. GAUTHIER J., <i>Chimie.</i>
GARRIGUES,  I., <i>Botanique.</i>	CHOPIN, <i>Chimie Biologique.</i>
M ^{me} FIASSON, <i>Zoologie.</i>	DAVID L., <i>Géologie.</i>
MM. GAUTHIER H., <i>Géologie.</i>	STRIFFLING, <i>Météorologie.</i>
MESNARD, <i>Physique.</i>	MAZENOT, <i>Géologie.</i>
PENNANEACH, <i>Mathématiques.</i>	MURET, <i>Botanique.</i>
	FIASSON, <i>Zoologie.</i>
	TRANCHAT, <i>Physique.</i>

M. ROUX,  I.

Secrétaire



A MES PARENTS

A MA FEMME

A MES ENFANTS

A MON MAITRE,

MONSIEUR LE PROFESSEUR G. DEJARDIN
DIRECTEUR DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE GÉNÉRALE
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

A MON MAITRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR J. JANIN

Ce travail a été effectué grâce à une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique à l'Institut de Physique Générale de l'Université de Lyon.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur DÉJARDIN, Directeur de cet Institut, pour avoir bien voulu mettre à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire, pour s'être intéressé constamment à mon travail en ne cessant de me prodiguer des encouragements bienveillants.

Je remercie mon Maître, Monsieur le Professeur JANIN, qui m'a guidé dans mes recherches et qui, grâce à son érudition en matière de spectroscopie, m'a apporté une aide précieuse.

Je remercie Monsieur le Professeur PRETTE, Directeur de l'Ecole de Chimie Industrielle de Lyon, pour le bon accueil que j'ai toujours rencontré dans son laboratoire.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur GRIVET d'avoir bien voulu me faire l'honneur d'être membre du Jury.

J'adresse l'expression de ma vive gratitude à mon second parrain scientifique Monsieur le Professeur FREYMAN, de la Faculté des Sciences de Rennes, qui a bien voulu considérer mon travail avec intérêt et remplir l'office de rapporteur auprès du Centre National de la Recherche Scientifique.

Je remercie également pour l'aide qu'ils m'ont apportée, mon frère LUCIEN EYRAUD, mes amis P. PERRIER et R. REYNIER, ainsi que tous mes camarades de laboratoire.

INTRODUCTION

L'étude du mécanisme de la décharge dans les gaz, bien qu'ayant été l'objet de très nombreux travaux, n'a progressé rapidement que ces dernières années grâce à la mise au point de générateurs puissants de très hautes fréquences.

Le but de mes recherches a été d'approfondir les connaissances acquises par l'examen spectrographique du rayonnement émis par les gaz lorsque ceux-ci sont excités par des champs intenses et brefs d'ondes centimétriques.

Cet examen a été complété par le relevé des courbes intensité-temps des différentes radiations les plus intenses émises par les gaz.

Dans une première partie, j'ai exposé, en me référant à des résultats connus, quelques calculs simples que j'ai effectués dans le but de prévoir le mécanisme de la décharge en régime d'impulsion.

Dans une deuxième partie, je décris le dispositif expérimental que j'ai mis au point en vue de l'étude de ce mécanisme.

L'exposé des résultats et les interprétations font l'objet de la troisième partie.

I. — GÉNÉRALITÉS SUR LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ

1°) INTRODUCTION

Il résulte des nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, effectués par tous ceux qui ont abordé le problème de la décharge dans les gaz, que l'on peut distinguer deux types principaux : la décharge en très basse fréquence et la décharge en très haute fréquence. La première catégorie comprend, en particulier, la décharge en courant continu ; elle correspond au cas où la fréquence du champ est assez basse pour que la plupart des électrons, malgré leurs chocs désordonnés avec les molécules du gaz, soient animés dans le sens du champ, d'un mouvement d'ensemble d'élongation suffisante pour qu'ils atteignent une électrode dans l'intervalle d'une demi-période. Il est aisé de comprendre que dans ce cas les parois et les électrodes jouent un grand rôle. D'autre part, les électrons prennent naissance sur les électrodes. Le deuxième type correspond au cas où l'amplitude du mouvement des électrons est faible par rapport aux dimensions du récipient à l'intérieur duquel a lieu la décharge. Celui-ci est plus propice à l'étude des propriétés du gaz, le rôle des parois étant peu important et plus aisé à déterminer. La possibilité de créer la décharge sans avoir recours à des électrodes facilite le maintien de la pureté du gaz, ce qui est très important lorsqu'on étudie la recombinaison électron-ion, et en outre, simplifie considérablement l'étude des phénomènes en supprimant les effets

se produisant à la surface des électrodes et, en particulier, l'émission secondaire des électrons. Ainsi l'ionisation du gaz est le seul phénomène produisant les électrons. Cette production est équilibrée par la recombinaison en volume et la diffusion. L'utilisation d'un récipient de grandes dimensions et le fait de pouvoir concentrer un champ de très haute fréquence au centre du récipient permettent en outre d'obtenir une décharge localisée. Les pertes par diffusion sur les parois sont, de ce fait, rendues négligeables, la diffusion des électrons ayant alors lieu au sein du gaz. La décharge par impulsions haute fréquence de très courte durée a, en outre, l'avantage d'exciter les gaz sans élever la température des molécules, des atomes et des ions. On voit ainsi que l'étude de la décharge en très haute fréquence semble considérablement simplifiée.

En fait, s'il paraît plus aisé d'interpréter le mécanisme, il est difficile de faire une étude quantitative, car les mesures des courants et des tensions de très haute fréquence sont très délicates. Si on réalise de plus la décharge dans un champ non uniforme, ce qui est le cas de la décharge localisée, il n'est plus possible d'effectuer des mesures de la tension d'amorçage et en général des paramètres électriques correspondant aux régimes transitoires ou au maintien d'un état stationnaire. C'est en partie la raison pour laquelle notre étude expérimentale a dû se limiter à celle du rayonnement émis par le gaz lorsque celui-ci se trouve excité par des impulsions brèves d'ondes de très haute fréquence.

2°) OSCILLATIONS DES ÉLECTRONS DANS LE CHAMP ALTERNATIF ET INFLUENCE DES COLLISIONS ÉLASTIQUES

Les électrons de masse m et de charge e , dispersés à l'intérieur d'un gaz à la pression p , dans un champ alternatif $E = E_0 \cos \omega t$ sont soumis à l'action d'une force :

$$F = eE_0 \cos \omega t.$$

Ils acquièrent ainsi une énergie qui, en raison des nombreux chocs élastiques avec les corpuscules lourds (atomes ou molécules du gaz), se traduit par un mouvement désordonné d'agitation thermique.

Dans l'étude particulière que nous abordons, la durée d'application du champ est très faible : 2 microsecondes environ. Nous pouvons donc supposer que la vitesse des

corpuscules lourds (molécules, atomes, ions) reste très petite vis-à-vis de celle des électrons. Autrement dit, nous supposons que la température des corpuscules lourds n'est pas influencée par le champ qui est appliqué à intervalle de temps relativement long par rapport à sa durée, et qu'elle reste toujours égale à celle du milieu ambiant.

Bien que le mouvement des électrons soit désordonné, ceux-ci acquièrent une composante de vitesse dans la direction du champ. Lorsque ce dernier change de sens, le mouvement d'ensemble s'inverse également avec un retard qui dépend de la fréquence du champ [1] et de l'énergie des électrons.

Calculons le déplacement et l'énergie maximum que peut atteindre un électron pendant une demi-période.

La probabilité maximum d'ionisation des gaz par chocs électroniques correspond à une énergie électronique voisine de 100 électron-volts [2]. Considérons donc un électron possédant cette énergie. Sa vitesse est égale à $6 \cdot 10^8$ cm./sec. La période du champ étant $T = 1/f = 10^{-10}$ seconde, le déplacement x sera :

$$x = vT = 0,06 \text{ cm.}$$

Nous voyons que, en raison de la fréquence élevée du champ, le déplacement des électrons reste faible vis-à-vis des dimensions du récipient. Ce déplacement s'effectue d'ailleurs en quadrature avec le champ comme l'ont indiqué HALE [3] et MORGAN [4].

Calculons maintenant la vitesse maximum que peut atteindre un électron, de vitesse initiale nulle, pendant une demi-période au cours de laquelle il ne subira aucun choc.

Nous avons :

$$F = m\gamma = eE_0 \sin \omega t,$$

F étant la force appliquée à l'électron sous l'influence du champ, γ étant l'accélération.

$$v = - \frac{eE_0}{m\omega} \cos \omega t,$$

d'où :

$$|v_{\max}| = \frac{eE_0}{m\omega},$$

la masse et la charge de l'électron ayant pour valeurs respectives $0,899 \cdot 10^{-27}$ gramme et $4,77 \cdot 10^{-10}$ u.e.s.

En prenant pour le champ une valeur approchée à celle que nous avons à l'entrée du guide (cf. Partie III, p. 83) :

$$E_0 = 5.000 \text{ volts/cm} = 16,5 \text{ u.e.s.},$$

nous obtenons :

$$|v_{\max}| = 14.10^7 \text{ cm/sec.}$$

Cette vitesse correspond à une énergie de 5,5 ev.

Nous voyons que, même en supposant une amplitude du champ E_0 supérieure à celle qui existe réellement au sein du gaz (celle-ci est évidemment plus faible qu'à la sortie du guide), les électrons acquièrent au cours d'une demi-période une énergie bien inférieure à l'énergie d'ionisation des gaz.

Quelques électrons peuvent cependant atteindre des énergies très élevées grâce aux chocs élastiques. En effet, immédiatement avant que le champ change de sens, n électrons ont une composante de vitesse dans la direction du champ. Δn électrons subissent un choc élastique qui remet dans la direction du champ la composante de vitesse après chaque changement de signe de ce dernier. Ces Δn électrons acquièrent pendant le cycle suivant un accroissement d'énergie qui dépend :

1. de la phase du champ au moment du choc élastique,
2. de la direction du vecteur vitesse après le choc.

On comprend ainsi, comme l'a montré HIEDMANN [5], qu'il se produise, grâce aux chocs élastiques, une accumulation d'énergie au cours de plusieurs périodes successives du champ.

Soit ΔV l'énergie maximum qu'un électron peut acquérir au cours d'une demi-période. Cet électron atteint une énergie V donnée ($V \gg \Delta V$) au bout d'un temps d'autant plus long que $V/\Delta V$ est plus grand. On peut dire aussi, ce qui revient au même, que la proportion d'électrons qui, au bout d'un temps donné atteint l'énergie V , est d'autant plus faible que $V/\Delta V$ est plus élevé.

HIEDMANN a de plus indiqué que l'influence des chocs élastiques sur les vitesses électroniques est d'autant plus marquée que le parcours d'un électron pendant une demi-période est plus voisin du libre parcours moyen de cet électron. Le libre parcours moyen des gaz que nous avons étudiés (Néon, Hélium) à la pression de 1 mm. de Hg, est de l'ordre de 0,6 mm.. Nous voyons que c'est précisément, comme nous l'avons calculé précédemment, la distance parcourue, en une demi-période, par un électron d'énergie 100 ev. Nos conditions expérimentales permettent donc

l'accumulation de l'énergie électronique, grâce aux chocs élastiques, d'une manière particulièrement favorable.

Remarque. — Il serait très intéressant d'effectuer un calcul de probabilité pour déterminer la proportion d'électrons capables en un certain nombre de demi-périodes, d'acquérir une énergie suffisante pour exciter ou ioniser les atomes ou les molécules du gaz. Malheureusement, ce travail est ardu et la difficulté se trouve encore augmentée du fait que l'angle θ représentant le changement de direction de l'électron au moment du choc a précisément 90° pour valeur la plus probable [6]. Pour remettre l'électron dans la direction du champ, il est donc préférable d'avoir deux chocs successifs. Nous devons donc tenir compte de la probabilité de deux chocs successifs se produisant en temps voulu ; le problème devient inextricable.

3°) AMORÇAGE DE LA DÉCHARGE ET IONISATION

Au cours des expériences que nous avons réalisées, le champ UHF de durée très brève et qui se répète à intervalles de temps réguliers produit un effet de percussions électriques. Pour que la décharge prenne naissance dès la première percusion, il est nécessaire que le gaz renferme au préalable des électrons libres. Ces électrons libres qui constituent des germes peuvent exister en quantité suffisante pour que la décharge s'amorce dès la première impulsion. Si, par contre, la proportion d'électrons initiaux est faible, la probabilité pour que l'un d'entre eux atteigne une énergie permettant l'ionisation du gaz peut être si faible que l'on doit quelquefois attendre plusieurs minutes avant d'obtenir la première décharge. Il arrive, enfin, que celle-ci ne s'amorce pas d'elle-même. On fait alors appel à des moyens extérieurs : photoionisation ou application instantanée d'une surtension élevée au moyen d'une bobine de Ruhmkorff.

La première décharge étant ainsi amorcée, les électrons ionisent les atomes et les molécules et donnent naissance à des électrons secondaires qui s'ajoutent aux premiers pour remplir un rôle identique.

Les électrons présents à la fin de la première impulsion perdent progressivement leur énergie par chocs élastiques et inélastiques sur les atomes et les molécules, neutres ou ionisés, puis se recombinent aux ions dès qu'ils ont atteint une vitesse suffisamment faible.

S'il reste assez d'électrons à l'apparition de l'impulsion suivante, il se produit une nouvelle décharge, et ainsi de suite ; il s'établit alors un régime en apparence permanent, constitué par une succession de décharges identiques dont nous étudierons plus loin le rayonnement. Dans le cas contraire, les décharges ne peuvent se reproduire dans le temps et le phénomène cesse.

Alors que dans la décharge dans un champ alternatif permanent basse fréquence l'ionisation engendre une succession d'avalanches électroniques, il se produit dans un champ UHF pulsé des accroissements périodiques de la concentration électronique locale aux points où le champ est le plus fort, séparés par des périodes de disparition des électrons (diffusion, recombinaison,...).

Assimilons, pendant chaque impulsion, le phénomène de décharge au processus d'ionisation de TOWNSEND [7].

La concentration électronique est donnée par la formule :

$$N = N_0 \exp \left(\int_0^t \alpha \bar{v} dt \right)$$

N_0 est la concentration électronique initiale au point considéré au début de chaque impulsion. α est le coefficient d'ionisation, il joue le même rôle que celui de TOWNSEND dans la décharge en courant continu, $\bar{v}$ est la vitesse moyenne des électrons.

D'après cette formule, si la vitesse moyenne des électrons reste constante, ou, d'une manière plus générale, si la fonction de distribution des vitesses ne varie pas au cours de chaque impulsion, et si, de plus α est constant, ce qui exige que l'amplitude du champ reste constante, l'augmentation de la concentration électronique peut se mettre sous la forme :

$$N = N_0 \exp (\alpha \bar{v} t).$$

On assiste ainsi, tout au moins en première approximation, à un accroissement exponentiel de la concentration électronique en fonction du temps, au cours de chaque impulsion.

4°) FONCTION DE DISTRIBUTION DES VITESSES [8]

Soit :

$$f \left(\frac{\partial x}{\partial t}, \frac{\partial y}{\partial t}, \frac{\partial z}{\partial t}, x, y, z, t \right)$$

la fonction qui représente à l'instant t le nombre des électrons ayant une vitesse comprise entre v et $v + dv$ de composantes $\partial x/\partial t$, $\partial y/\partial t$, $\partial z/\partial t$, et contenus dans un élément de volume de coordonnées x, y, z .

Cette fonction est connue sous le nom de fonction de distribution et sa représentation symbolique est :

$$f(v, r, t),$$

v et r représentant des vecteurs (dans l'espace des vitesses et dans l'espace proprement dit, respectivement).

Le nombre total d'électrons présents dans l'unité de volume est :

$$\int f(v, r, t) dv = n(r, t).$$

Lorsque n est indépendant de t , nous sommes en présence d'un état stable. Si f n'est pas fonction de r , la distribution est dite uniforme. Si f n'est fonction que de $|v|$, elle est isotrope.

La fonction de transfert de BOLTZMANN détermine la fonction de distribution :

$$(1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + v \nabla f + a \nabla f = \frac{\delta f}{\delta t}$$

$\partial f/\partial t$ représente la variation continue de la fonction, tandis que $\delta f/\delta t$, égale au premier membre par définition, tient compte de toutes les collisions élastiques et inélastiques. ∇ et ∇ représentent respectivement les gradients dans l'espace r et dans l'espace v , a est le vecteur accélération. On ne connaît malheureusement pas de méthode générale de résolution de cette équation intégral-différentielle.

Etudions le cas particulier où la fonction $f(v)$ est constituée de deux parties : l'une purement isotrope et l'autre

qui tient compte du champ, et supposons que la partie non-isotrope a la symétrie du champ :

$$(2) \quad f(v) = f^{(0)}(v) + v_x \Phi(v),$$

v_x étant la projection de v sur l'axe des x parallèle au champ.

A) Formules générales.

Négligeons les collisions entre électrons pour ne tenir compte que des chocs électrons-atomes ou molécules, et désignons par v'_μ la vitesse avant une collision d'espèce μ d'un électron qui a la vitesse v après un choc avec un atome ou une molécule.

Ecrivons que le taux d'accroissement du nombre des électrons de vitesse v , à l'instant t , est égal au taux d'accroissement des électrons de vitesse v' qui ont après le choc la vitesse v (section de choc correspondante $q_\mu(v'_\mu)$), diminué de la proportion des électrons de vitesse v qui, après collision, atteignent une vitesse plus faible (section de choc $q_\mu(v)$) :

$$(3) \quad \frac{\delta f}{\delta t} dv = N \sum_{\mu} v'_\mu q_\mu(v'_\mu) f(v'_\mu) dv'_\mu - N \sum_{\mu} v q_\mu(v) f(v) dv$$

N étant le nombre de molécules de gaz par cm^3 .

Si on ne considère que le terme isotrope de la fonction de distribution (2), et si on admet que la section de choc relative aux rencontres du type μ est isotrope ($q_\mu(v'_\mu) = q_\mu$), nous avons, en substituant à dv l'expression $4\pi v^2 dv$:

$$(4) \quad \frac{\delta f^{(0)}}{\delta t} v^2 dv = N \sum_{\mu} v'_\mu q_\mu f^{(0)}(v'_\mu) v'^2_\mu dv'_\mu - N \sum_{\mu} v q_\mu f^{(0)}(v) v^2 dv$$

B) Collisions élastiques.

Elles sont caractérisées par le fait qu'un électron de masse m rencontrant une molécule de masse M perd une partie de son énergie et, par conséquent, diminue sa vitesse moyenne d'une quantité :

$$(5) \quad (v' - v) = \frac{m}{M} v \quad dv' = \frac{v'}{v} dv$$

Supposons de plus que tous les chocs sont élastiques et du même type :

$$\sum_{\mu} q_{\mu} = q_e.$$

L'équation (4) devient :

$$\frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} v^2 = \frac{N}{v} q_e f^{(o)} [v'^4 - v^4] = \frac{N}{v} (v' - v) \frac{d}{dv} [v^4 q_e f^{(o)}],$$

et d'après (5) :

$$(6) \quad \frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} = \frac{m}{M} \frac{N}{v^2} \frac{d}{dv} [v^4 q_e f^{(o)}]$$

Remarque. — Nous ne tenons pas compte de la vitesse des molécules que nous supposons être très faible.

C) Collisions inélastiques.

Ce cas est traité par SMIT [9] et CHAPMAN et COWLING [10]. Supposons qu'une collision inélastique du type s fasse perdre à l'électron une partie de son énergie, soit $\frac{1}{2} m(v_s'^2 - v^2) = \frac{1}{2} m u_s$, nous avons :

$$v_s' dv_s' = v dv.$$

L'équation (4) peut se mettre alors sous la forme :

$$(7) \quad \frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} = \frac{N}{v} \left[f^{(o)}(v_s') v_s'^2 q_s(v_s') - f^{(o)}(v) v^2 q_s(v) \right].$$

Posons :

$$(8) \quad \frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} \cdot 4\pi v^2 dv = \left(\frac{dS_s}{dv} \right) dv = dS_s,$$

avec :

$$(9) \quad S_s(v) = \int_v^{v_s'} N q_s(v) v f^{(o)}(v) \cdot 4\pi v^2 dv$$

qui représente le taux d'accroissement des électrons de vitesse inférieure à v .

En posant : $u = v^2$:

$$(10) \quad S_s(u) = 2\pi N \int_u^{u+u_s} f^{(o)}(u) q_s(u) u du.$$

Considérons maintenant le cas particulier où les chocs inélastiques sont ionisants. Chaque collision donne alors naissance à un électron supplémentaire.

Soit u_i l'énergie d'ionisation de l'atome ou de la molécule considérée. En admettant que les deux électrons primaire et secondaire ont même énergie après le choc, nous avons :

$$v_i'^2 = 2 v^2 + u_i \quad v_i' dv_i' = 2 v dv.$$

L'équation générale (4) se met sous la forme :

$$(11) \quad \frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} 4 \pi v^2 dv = 2 \pi N du \left[4 q_i(u_i') f^{(o)}(u_i') u_i' - q_i(u) f^{(o)}(u) u \right]$$

q_i étant la section de choc d'ionisation.

Posons par analogie avec (8) :

$$(12) \quad \frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} 4 \pi v^2 dv = \left(\frac{dS_1}{dv} \right) dv = dS_1,$$

nous obtenons :

$$(13) \quad S_1(u) = 2 \pi N \left[2 \int_u^{u_i} f^{(o)} q_i(u) u du + \int_0^u f^{(o)} q_i(u) u du \right]$$

La première intégrale tient compte des deux électrons d'énergie inférieure à u produits par chaque choc ionisant d'un électron d'énergie supérieure à u ; la seconde représente le nombre d'électrons créés par l'ionisation provoquée par les électrons incidents d'énergie inférieure à u .

D) Recombinaison.

L'équation (4) se réduit à :

$$(14) \quad \left(\frac{\delta f^{(o)}}{\delta t} \right) 4 \pi v^2 dv = - 4 \pi \mathcal{N} q_r(v) f^{(o)}(v) v^3 dv,$$

et par suite :

$$(15) \quad S_r = - 4 \pi \mathcal{N} \int_0^v q_r(v) f^{(o)}(v) v^3 dv \\ = - 2 \pi \mathcal{N} \int_0^u q_r(u) f^{(o)}(u) u du$$

$\mathcal{N}$ est ici la concentration en ions positifs.

Remarque. — D'après les équations respectives (10), (13) et (15), nous avons :

$$S_s(\infty) = 0 \quad S_i(\infty) = 2\pi N \int_0^\infty f^{(i)}(u) q_i(u) u \, du$$

$$S_r(\infty) = -2\pi N \int_0^\infty f^{(r)}(u) q_r(u) u \, du$$

$S = S_i + S_r$ représente la variation du nombre des électrons par unité de temps et de volume : S_i étant le nombre d'électrons créés par ionisation et S_r le nombre d'électrons perdus par recombinaison.

Le calcul de S nécessite la connaissance de $f^{(i)}$. On n'a malheureusement aucun moyen de déterminer cette fonction et les hypothèses qui ont été faites conduisent à des résultats qui sont loin d'être encourageants.

Dans ce qui suit, nous rappelons les fonctions de distribution proposées par différents auteurs et utilisées habituellement.

E) Lois de distribution déterminées dans des cas particuliers.

a) LOI DE MAXWELL [11].

MAXWELL a traité le cas particulier de la distribution des vitesses moléculaires d'un gaz en partant des hypothèses suivantes :

1. Le gaz est en équilibre thermique.
2. La température est uniforme dans l'enceinte renfermant ce gaz.
3. La densité des molécules, soit « N mol/cm³ » reste constante et uniforme.
4. Le gaz est à l'état de chaos moléculaire, c'est-à-dire que les vitesses sont distribuées suivant une loi indépendante de la position de l'élément choisi, et leur direction est répartie uniformément dans tous les sens.
5. Les chocs sont tous élastiques.

La démonstration de la formule a été perfectionnée et généralisée par MAXWELL, puis par BOLTZMANN [12] et par JEANS [13].

La loi de distribution permanente donnée par MAXWELL est représentée par la formule :

$$F(v) = \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m v^2}{2 k T} \right),$$

dans laquelle m et v sont respectivement la masse et la vitesse des molécules, T la température absolue et k la constante de BOLTZMANN ($k = 1,37 \cdot 10^{-16}$ u.e.s.). $F(v)$ représente la proportion des molécules dont la vitesse a pour module v .

Si nous appelons $(dN)_v$ le nombre de molécules dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$, nous avons :

$$(dN)_v = 4\pi N \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m v^2}{2kT} \right) v^2 dv.$$

La fonction de distribution est représentée par une courbe de la forme $y = 2x^2 \exp(-x^2)$ (Figure 1).

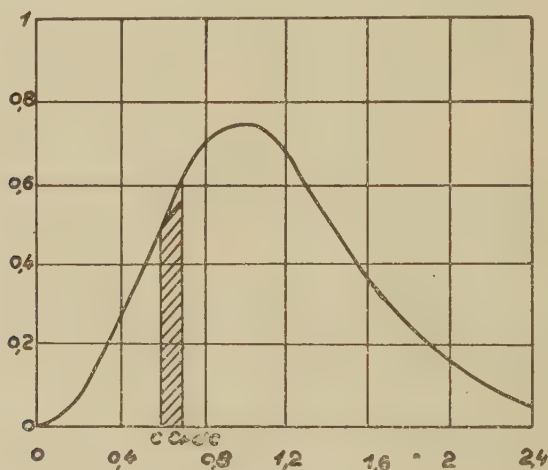


FIGURE 1.

Courbe représentant la fonction $y = 2x^2 e^{-x^2}$.

Nous avons considéré le cas où toutes les particules étaient du même type. Dans le cas d'un gaz formé de molécules diverses ou de molécules, d'ions et d'électrons, on démontre que dans un état stationnaire chaque type de particule a une fonction de distribution qui obéit à la loi précédente avec une constante m égale à la masse de la particule considérée.

Si pour une raison quelconque, la fonction de distribution est différente de celle de MAXWELL, lorsque le gaz reviendra à un régime stationnaire, la répartition des

vitesse évoluera en se rapprochant indéfiniment de la répartition de MAXWELL [14].

b) FONCTIONS DE DISTRIBUTION DANS LE CAS OU LE CHAMP EST CONTINU.

Ce cas a été traité par DAVIDOV [15] à partir des hypothèses suivantes : le champ électrique est continu et homogène ; la densité de courant est constante et les collisions entre électrons et atomes ou molécules (en surnombre) sont purement élastiques.

DRUYVESTEYN et PENNING [16] ont étudié le même problème, mais avec une restriction supplémentaire. L'énergie des électrons a été supposée très grande vis-à-vis de celle des atomes ou des molécules constituant le gaz.

La fonction de distribution de DRUYVESTEYN est représentée par la formule :

$$(1) \quad \rho(w) = c \sqrt{w} \exp \left(-0,55 \frac{w^2}{w^2} \right)$$

$\rho(w)$ étant le nombre d'électrons par cm^3 dont l'énergie est comprise entre w et $w + dw$.

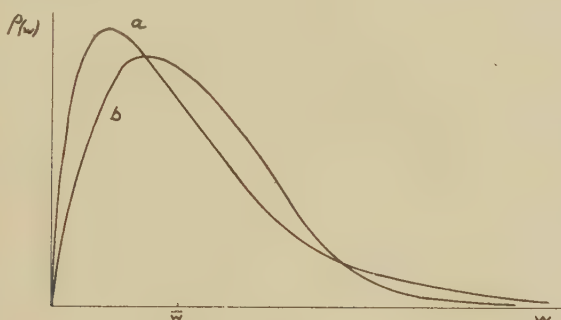


FIGURE 2.

Courbes représentant les fonctions de distribution :

a) de MAXWELL : $\rho(w) = c \sqrt{w} \exp \left(-\frac{w}{kT} \right) ;$

b) de DRUYVESTEYN : $\rho(w) = c \sqrt{w} \exp \left(-0,55 \frac{w^2}{w^2} \right).$

(*Rev. Mod. Phys.*, 12, 1940, p. 91).

La figure 2 représente les courbes relatives à la fonction de distribution de MAXWELL (2) :

$$(2) \quad \rho(w) = c \sqrt{w} \exp \left(-\frac{w}{kT} \right)$$

d'une part, et à la fonction de distribution (1) de DRUYVESTEYN, d'autre part.

Ces deux courbes correspondant à la même concentration électronique et à la même énergie moyenne, nous voyons que la distribution de MAXWELL fait apparaître à la fois plus d'électrons lents et plus d'électrons rapides.

L'étude de la distribution des vitesses dans le cas où l'excitation et l'ionisation du gaz ne sont plus négligeables a été abordée par DRUYVESTEYN [17] et SMIT [9].

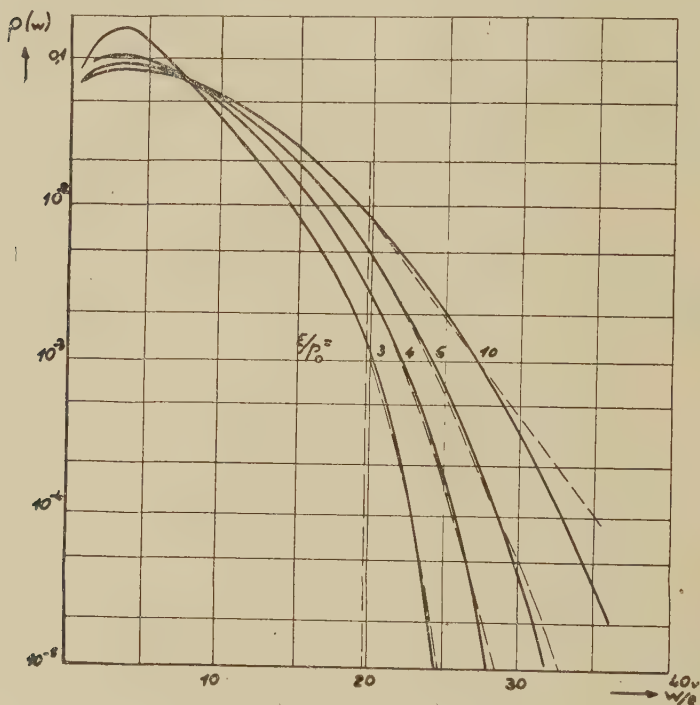


FIGURE 3.

Fonctions de distribution relatives à l'hélium.
(Courbes de SMIT).

La figure 3 montre les résultats obtenus par SMIT avec l'Hélium, en supposant négligeable l'action des électrons les uns sur les autres. Comme on pouvait le prévoir, la courbe représentative de la fonction de distribution, lorsqu'on est en présence de chocs inélastiques, décroît plus rapidement vers les grandes vitesses que la courbe de MAXWELL.

F) Fonction de distribution en régime transitoire.

Toutes les fonctions connues (lois de MAXWELL, DAVIDOV, DRUYVESTEYN, SMIT,...) supposent un état stationnaire (champ et concentrations ionique et électronique en chaque point de l'espace constants) et aucune étude d'intérêt pratique n'a été effectuée dans le cas d'un régime transitoire. On peut affirmer qu'un tel régime ne s'accorde pas avec une distribution maxwellienne, et il est naturel de se demander si la distribution vraie s'en éloigne au point de changer complètement l'allure de la courbe représentative.

La comparaison des différentes fonctions particulières, indiquées dans le paragraphe précédent montre que celles-ci ne diffèrent pas sensiblement de la distribution de MAXWELL classique. Etant donné, de plus, que tout état stationnaire dérangé de son équilibre par un processus quelconque, revient très rapidement à l'état précédent dès que l'influence du processus a cessé, en reprenant très vite une distribution maxwellienne, on peut admettre que pendant un régime transitoire la fonction de distribution des vitesses des électrons reste approximativement celle de MAXWELL, bien que l'énergie de ceux-ci varie rapidement. Nous admettrons néanmoins, dans cette distribution, qu'il se produit une diminution du nombre des électrons dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation ou à l'énergie d'excitation des atomes ou des molécules du gaz considéré.

Rappelons enfin que dans le cas d'une fonction de distribution maxwellienne des vitesses, on peut écrire :

$$\overline{w} = \frac{3 k T_e}{2}$$

avec :

$$\overline{w} = \frac{\int_0^{\infty} \rho(w) w dw}{\int_0^{\infty} \rho(w) dw}$$

$\overline{w}$ = énergie moyenne des électrons,

T_e = température électronique

et :

$$\overline{v} = 1,128 v_p,$$

$$v_e = 1,224 v_p$$

$\overline{v}$ = vitesse moyenne des électrons,

v_1 = vitesse la plus probable,

v_e = vitesse quadratique moyenne.

II. — ÉVOLUTION DE LA DÉCHARGE PENDANT L'IMPULSION

A. — OSCILLATION DU PLASMA. CALCUL DE L'ADMITTANCE COMPLEXE DE LA DÉCHARGE

TONKS et LANGMUIR [18] ont montré qu'un gaz ionisé était susceptible d'engendrer deux sortes d'oscillations :

— Des oscillations électroniques de fréquence très élevée (de l'ordre de 10^9 cycles/sec.) et sur lesquelles les charges positives sont sans effet.

— Des oscillations ioniques, de fréquence beaucoup plus faible.

La fréquence ν_e des oscillations électroniques est donnée par la formule suivante :

$$\nu_e = 8980 \sqrt{n}$$

n étant le nombre d'électrons par cm^3 .

EVERHART et BROWN [19] ont montré que dans l'admittance d'une décharge gazeuse H.F., la susceptance et la conductance ne sont pas proportionnelles. La non linéarité de ces deux paramètres influe sur la distribution de la densité électronique dans l'espace. Pour de faibles courants de décharge et à de faibles densités électroniques, la décharge a une admittance équivalente à celle d'une résistance et d'une inductance en parallèle. Quand la concentration électronique augmente, la conductance équivalente et la susceptance augmentent proportionnellement. Cependant, quand le courant électronique devient comparable au courant de déplacement de l'espace libre, l'admittance cesse d'augmenter proportionnellement en parties réelle et imaginaire et la décharge devient capacitive.

La densité du courant dans la décharge est

$$J_r = (\sigma_c + j \omega \epsilon_0) E$$

σ_c étant la conductivité complexe du volume considéré ;

J_r étant la somme du courant électronique et du courant de déplacement ;

ϵ_0 étant la permittivité de l'espace libre.

Or, nous avons :

$$\sigma_c = \frac{ne^2}{m} \left(\frac{(\nu_c - j \omega)}{(\nu_c^2 + \omega^2)} \right)$$

ν_c étant la fréquence moyenne de collision.

Nous obtenons ainsi la résistivité :

$$\left| \frac{E}{J_r} \right| = \frac{1}{\frac{ne^2}{m(\nu_c + j \omega)} + j \omega \epsilon_0}$$

En posant :

$$r = \frac{ne^2}{m\omega^2 \epsilon_0} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\nu_c}{\omega},$$

il vient :

$$\left| \frac{E}{J_r} \right| = \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sqrt{\frac{\beta^2 + 1}{(r - 1)^2 + \beta^2}}$$

La résonance est obtenue pour $r = 1$ [20].

D'après HERLIN et BROWN [21], la fréquence d'ionisation ν_i dépend du champ appliqué et dans une grande gamme autour de E_0 elle varie comme :

$$\frac{\nu_i}{\nu_0} = \left| \frac{E}{E_0} \right|^{2\alpha}$$

Remplaçons E par sa valeur tirée de cette équation et portons la dans l'équation précédente :

$$\nu_i = \nu_0 \frac{\left| \frac{J}{\omega \epsilon_0 E_0} \right|^{2\alpha} (\beta^2 + 1)^\alpha}{[(r - 1)^2 + \beta^2]}$$

Nous voyons que la fréquence d'ionisation est fonction de la densité électronique avec un maximum à la résonance ($r = 1$).

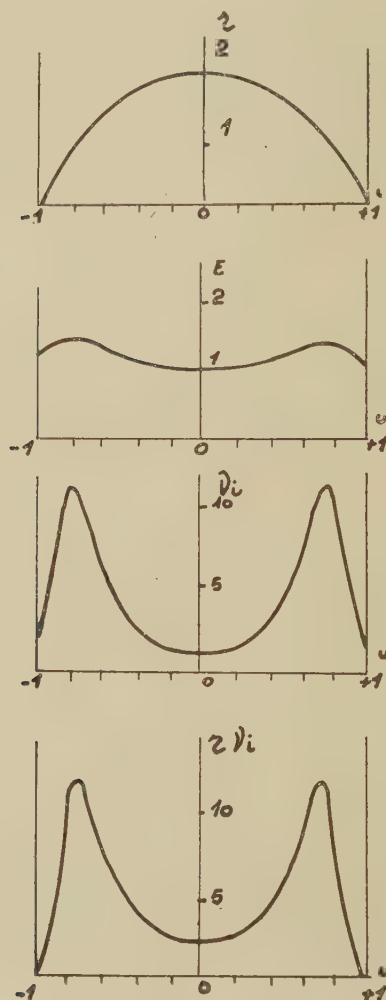


FIGURE 4.

Variation de la concentration électronique r , du champ électrique E , de la fréquence d'ionisation ν_i (par électron) et du nombre de chocs par unité de volume $r \nu_i$ dans une décharge entre plaques parallèles placées à une distance $2u$ l'une de l'autre.

(W. P. ALLIS, S. C. BROWN, *Phys. Rev.*, 84, 1951, p. 522).

ALLIS, BROWN et EVERHART ont déterminé les variations de r , E , ν_i et $r \nu_i$ en fonction de la distance entre deux plaques planes parallèles. Les résultats sont représentés sur la figure 4.

Cette étude a mis en évidence le fait que le champ ainsi que la lumière émise dans une décharge sont maxima aux endroits où le plasma est à la résonance.

B. — ETUDE DE LA VARIATION DE L'ÉNERGIE RAYONNÉE EN FONCTION DU TEMPS, E ETANT SUPPOSÉ INVARIABLE PENDANT TOUTE LA DURÉE DE L'IMPULSION

a) Travaux de PENNING

Dans une décharge en régime stationnaire, l'énergie totale fournie par le champ est dépensée, comme nous l'avons vu :

1. En collisions élastiques.
2. En collisions inélastiques suivies :
 - a) d'excitation des atomes et des molécules ou des ions constituant le gaz ;
 - b) d'ionisation.
3. En énergie cinétique des électrons.

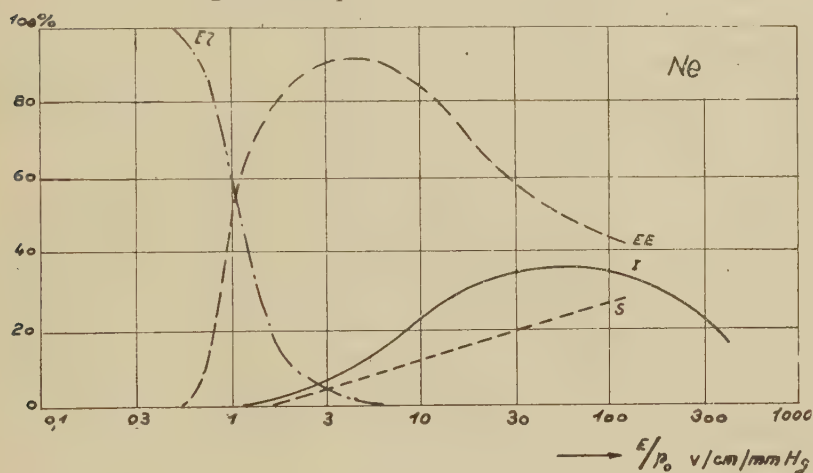


FIGURE 5.

Variations, en fonction du champ, des fractions de l'énergie totale fournies par le champ aux électrons, perdues respectivement en collisions élastiques $E?$, en excitation EE , en ionisation I et en énergie cinétique S dans la décharge permanente obtenue pour le néon.

(E. M. PENNING, *Physica*, 5, 1938, p. 288).

La fraction de l'énergie totale correspondant à chacune de ces énergies a été étudiée par PENNING [22]. Les courbes données par cet auteur sont représentées sur la figure 5. On

voit que l'importance relative de chacune de ces énergies dépend étroitement du champ appliqué.

b) Relation entre la température électronique et le champ.

Supposons que la fonction de distribution des électrons soit maxwellienne et considérons l'énergie moyenne $\bar{w}$ définie précédemment :

$$\bar{w} = \frac{3}{2} k T$$

TOWNSEND [23] a mesuré l'énergie moyenne des électrons en fonction de E/p_0 d'un grand nombre de gaz et pour de faibles courants électroniques. SEELIGER et HIRCHERT [24], DRUYVESTEYN [25], HELDT [26] ont effectué des mesures semblables mais relatives à de forts courants électroniques.

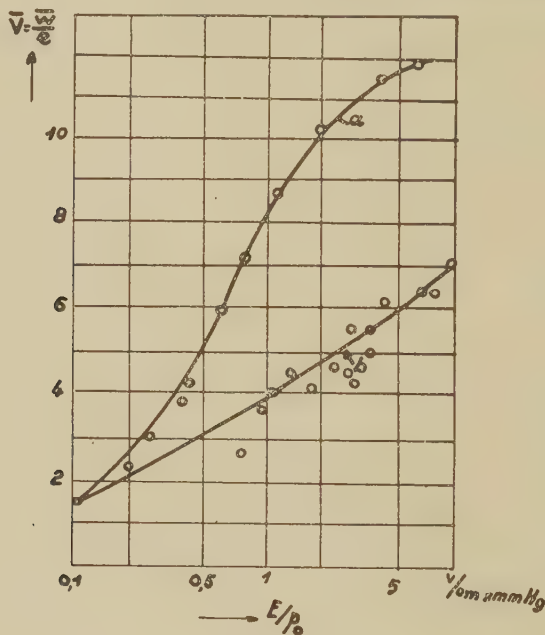


FIGURE 6.

Variations de l'énergie moyenne des électrons avec le champ, dans le néon.

a) Courbe déduite des résultats expérimentaux de TOWNSEND (courants faibles) ;

b) Courbe déduite des résultats expérimentaux de SEELIGER, HIRCHERT, DRUYVESTEYN et HELDT.

Les résultats sont reportés sur la figure 6. La différence entre les deux courbes s'explique par l'effet des forces de

Coulomb qui s'exercent entre les électrons ou entre électrons et ions, cet effet d'interaction jouant un rôle non négligeable lorsque la concentration électronique est élevée [27].

En toute première approximation, les résultats des différents expérimentateurs cités ci-dessus montrent que *l'énergie moyenne des électrons* et par conséquent *la température électronique croissent linéairement avec le champ électrique appliqué*.

Les études théoriques de DRUYVESTEYN, ALLEN et MIERDEL confirment ces résultats. DRUYVESTEYN a donné la formule suivante :

$$\overline{w} = 0,605 \frac{e \lambda p_0 E}{\sqrt{\frac{8m}{M}} \rho_0}$$

(p_0 = pression à 0° , ρ_0 = concentration électronique).

c) Variation de la température électronique au commencement de la décharge.

Nous avons vu (I, 3°) que l'on peut admettre que la concentration électronique croît exponentiellement en fonction du temps :

$$N = N_0 e^{Kt}.$$

Cherchons la loi de variation de la température des électrons sous l'influence du champ. Calculons l'accroissement d'énergie cinétique Δw pendant l'intervalle dt_1 autour de t_1 de dN électrons, ces dN électrons ayant été formés par ionisation pendant l'intervalle de temps dt_0 autour de t_0 .

$$\Delta w = dN \cdot d\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$$

$$\Delta w = N_0 K e^{Kt_0} dt_0 \cdot m v \frac{dv}{dt_1} dt_1$$

Dans le champ, les électrons sont soumis à une force :

$$F = m \gamma = eE, \quad \gamma = \frac{eE}{m}, \quad \frac{dv}{dt_1} = \frac{eE}{m}$$

$$v = \frac{eE}{m} (t_1 - t_0).$$

La direction du vecteur vitesse faisant avec le champ un angle quelconque, la vitesse moyenne $\bar{v}$ au temps t est en fait beaucoup plus faible et nous avons :

$$\frac{dv}{dt_1} = \epsilon \frac{eE}{m} \quad \epsilon \text{ étant très petit,}$$

$$\text{ou} \quad \frac{dv}{dt_1} = K', \quad \text{avec } K' = \epsilon \frac{eE}{m}$$

$$v = \epsilon \frac{eE}{m} (t_1 - t_0) \quad v = K' (t_1 - t_0) \quad \epsilon \ll 1$$

E peut être continu ou alternatif et représente, d'une manière générale, l'amplitude du champ appliqué.

Remarque. — Il est évident que K' n'est pas le même pour un champ de basse et de très haute fréquence de même amplitude, et nous avons :

$$K'(\infty) \ll K'(\text{ })$$

$$\Delta w = m N_0 K e^{Kt_0} K'^2 (t_1 - t_0) dt_0 dt_1.$$

La puissance fournie au temps t à tous les électrons créés depuis $t = 0$ est :

$$\frac{dw}{dt_1} = m N_0 K K'^2 \int_0^{t_1} e^{Kt_0} (t_1 - t_0) dt_0$$

$$\frac{dw}{dt_1} = m N_0 \frac{K'^2}{K} \left[-Kt_1 + e^{Kt_1} - 1 \right]$$

L'énergie moyenne au temps t est :

$$\bar{w} = \frac{w}{N} = \frac{m N_0 K'^2}{K N_0 e^{Kt}} \int_0^t (e^{Kt_1} - 1 - Kt_1) dt_1$$

$$\bar{w} = \frac{m K'^2}{K e^{Kt}} \left[\frac{e^{Kt}}{K} - \frac{1}{K} - t - \frac{K t^2}{2} \right]$$

$$\bar{w} = \frac{m K'^2}{K^2} \left[1 - \left[\frac{K^2 t^2}{2} + K t + 1 \right] e^{-Kt} \right]$$

Si nous prenons un temps $t \gg \frac{1}{k}$ (c'est-à-dire en fait un temps $> 10^{-7}$ seconde par exemple), nous obtenons :

$$\frac{1}{w} = \frac{m K^{1/2}}{K^2}.$$

Nous voyons que l'énergie moyenne des électrons atteint la valeur limite $m K^{1/2}/K^2$ au bout d'un temps très court.

En conséquence, si le champ reste constant pendant toute la durée de la décharge, le rayonnement émis croît comme le nombre des électrons puisque l'énergie moyenne de ceux-ci reste constante à partir d'un intervalle de temps très petit après l'application du champ. L'intensité du rayonnement émis par la décharge doit donc croître exponentiellement.

Remarque. — Ceci est vrai à condition de supposer que la distribution de vitesse reste toujours la même quelle que soit l'époque à laquelle on la considère.

L'expérience montre, et nous le verrons plus loin, que le rayonnement croît exponentiellement pendant un certain temps puis commence, dans de nombreux cas, à décroître avant la cessation du champ.

Nous avons entrepris le calcul précédent en pensant que, si la température électronique avait augmenté constamment avec le temps (ce qui ne semblait pas anormal a priori), les courbes de PENNING avec T porté en abscisse auraient pu expliquer la forme des courbes expérimentales donnant la variation avec le temps de l'énergie rayonnée, et, en particulier, la présence d'un maximum pendant l'impulsion.

Ce dernier résultat est en désaccord avec les conclusions de la démonstration précédente. Il semble donc que l'hypothèse faite en supposant E constant est inexacte, ce qui nous conduit à étudier l'évolution probable de E au cours du temps.

C. — ETUDE DE LA VARIATION DE L'ÉNERGIE RAYONNÉE PENDANT LA DURÉE D'UNE IMPULSION DANS LE CAS GÉNÉRAL

a) Influence de la température des électrons sur l'impédance de la décharge.

MARGENAU [1] a étudié l'influence de la température électronique sur la conductivité d'un gaz ionisé (la distribution des vitesses des électrons étant supposée maxwellienne).

La conductivité complexe d'un gaz ionisé a été mise sous la forme :

$$\sigma_{\text{complexe}} = \frac{4}{3} \frac{e^2 \lambda \pi}{(2 m k T)^{1/2}} \left[K_2(x_1) - j x_1^{1/2} K_{3/2}(x_1) \right]$$

avec :

$$K_2(x_1) = \int_0^\infty \frac{x^2 e^{-x}}{x_1 + x} dx, \quad x = \frac{\frac{1}{2} m v^2}{k T}$$

et :

$$K_{3/2}(x_1) = \int_0^\infty \frac{x^{3/2} e^{-x}}{x_1 + x} dx, \quad x_1 = \frac{\frac{1}{2} m (\omega \lambda)^2}{k T}$$

(ω pulsation, λ libre parcours moyen).

$K_2(x_1)$ et $K_{3/2}(x_1)$, exprimés en termes d'intégrales exponentielles et de fonctions erreurs ont été calculés au moyen

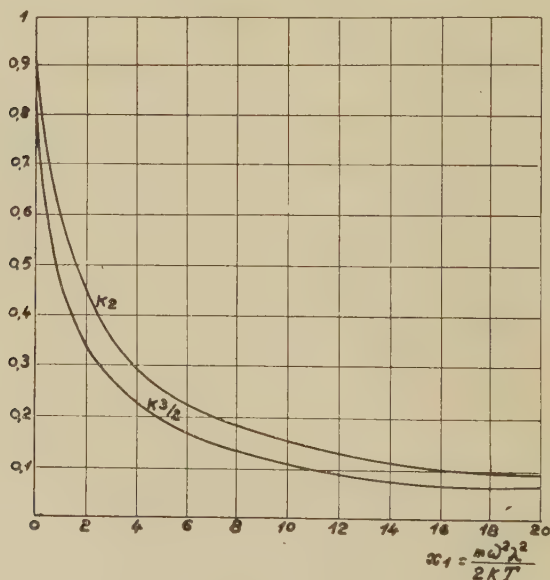


FIGURE 7.

(MARGENAU, *Physical Review*, 69, 1946, p. 510).

de tables par MARGENAU. Les deux courbes représentatives de $K_2(x_1)$ et de $K_{3/2}(x_1)$ ont été tracées par cet auteur. Nous les reproduisons figure 7.

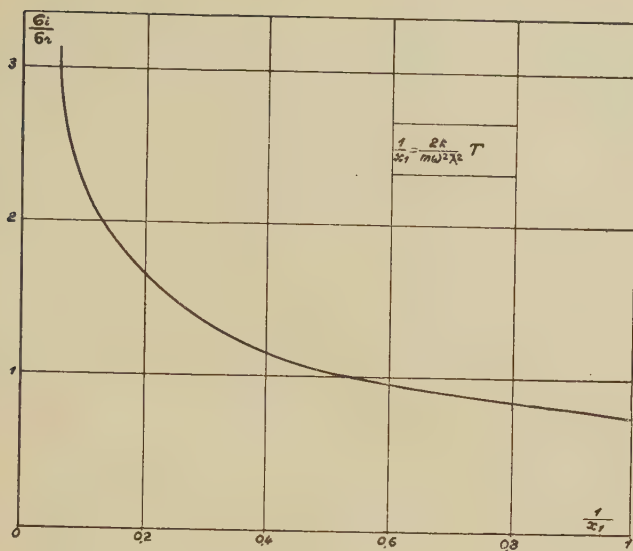


FIGURE 8.
Variation de σ_i/σ_r en fonction de la température.

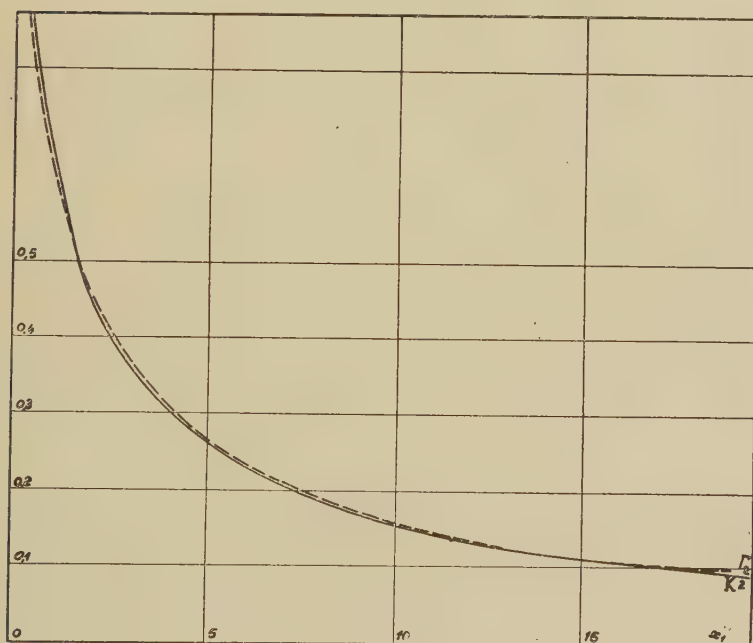


FIGURE 9.

On peut admettre que λ reste approximativement constant quand T varie, comme l'ont montré ADLER et MARGENAU [28]. La figure 8 représente la courbe de variation de σ_i/σ_r , ($\sigma_c = \sigma_r + j\sigma_i$), en fonction de $1/x_1$. Nous voyons que la partie imaginaire de la conductivité, très importante lorsque la température électronique est faible, diminue et devient inférieure à la partie réelle lorsque :

$$T > \frac{m \omega^2 \lambda^2}{4 k}.$$

Etudions la variation de σ_r et de σ_i en fonction de T .

La courbe K_2 de la figure 7 peut être mise sous la forme approchée :

$$K_2(x_1) \approx \Gamma_2(x_1) = \frac{1}{1,2 + 0,5 x_1}$$

avec une bonne approximation comme on peut en juger par la figure 9 sur laquelle a été portée cette fonction $\Gamma_2(x_1)$ en traits pointillés.

La fonction $\sigma_r = f(T)$ est représentée par une courbe (figure 10) dont le maximum correspond à :

$$\frac{2 k T}{m \omega^2 \lambda^2} = 0,46.$$

Considérons maintenant la fonction $K_{3/2}(x_1)$ représentée sur la figure 7. Nous la répétons sur la figure 11 en traits

pleins à côté de la courbe $\Gamma_{3/2} = \frac{0,8}{1 + 0,7 x_1}$ en traits pointillés.

Nous voyons que nous pouvons assimiler $K_{3/2}(x_1)$ à $\Gamma_{3/2}(x_1)$ avec une très bonne approximation.

Les courbes des figures 12 et 13 représentent respectivement les variations de σ_i et du module σ_c en fonction de la température T .

L'examen de ces courbes montre que, dans le cas où la concentration électronique et le champ sont approximativement constants :

1. Le module du courant, constant pour les faibles énergies (quelques électron-volts), décroît à mesure que la température s'élève.

2. La puissance transmise par le champ aux électrons ($dw/dt = E^2 \sigma_r$) commence par croître rapidement jusqu'à quelques électron-volts, puis décroît très lentement à mesure que la température électronique s'élève.

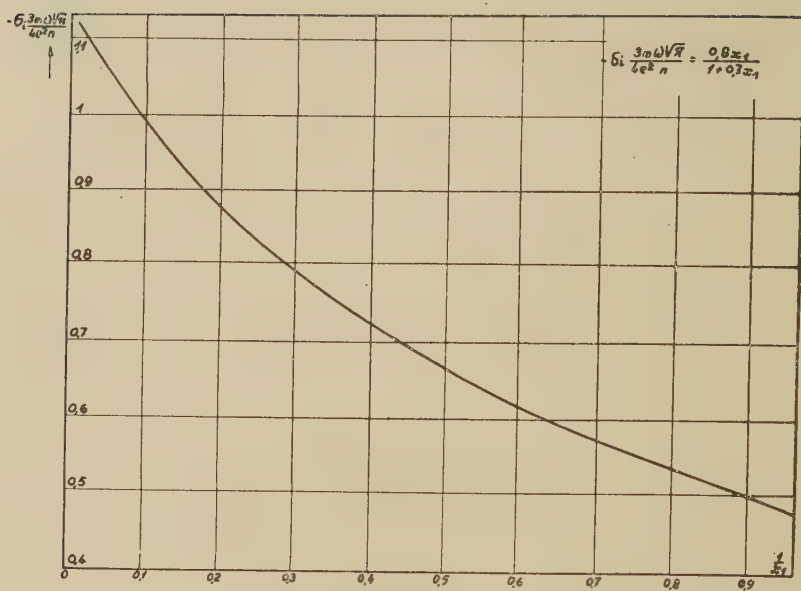


FIGURE 12.

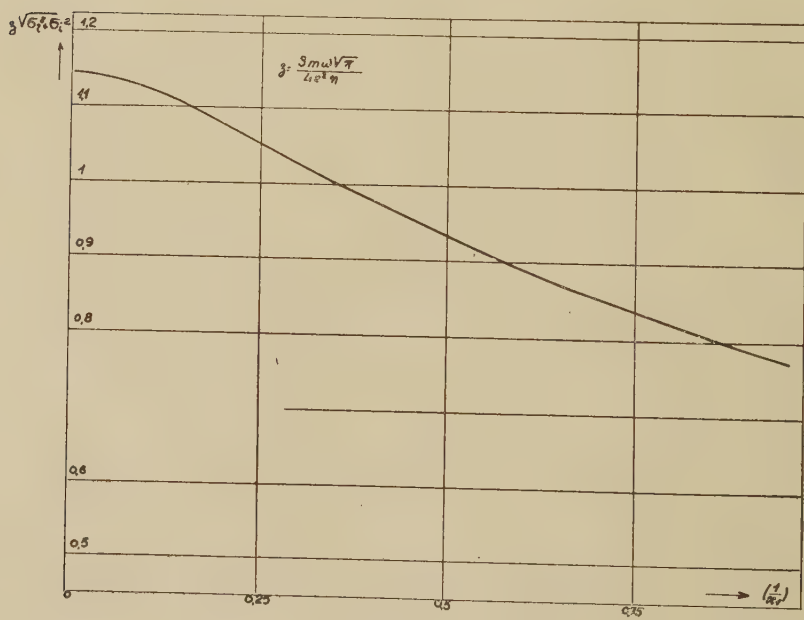


FIGURE 13.

b) Variation au cours du temps de la concentration électronique.

Considérons une onde plane de pulsation ω rencontrant sous une incidence normale la surface d'un gaz ionisé, et calculons le champ dans ce milieu ionisé.

L'impédance caractéristique du milieu ambiant est :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

(ϵ_0 et μ_0 étant respectivement la permittivité et la perméabilité du vide)

et celle du volume ionisé :

$$Z_0' = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}$$

Nous pouvons prendre $\mu_0 = \mu_1$.

Calculons alors ϵ_1 . L'énergie perdue en chaleur (collision élastique avec les molécules et les ions gazeux) en ionisation et excitation (chocs inélastiques) introduit une partie imaginaire dans ϵ_1 .

Nous avons :

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 - j \frac{\sigma_0}{\omega}$$

σ_0 étant la conductibilité complexe due à la présence des électrons de concentration N .

Le coefficient de réflexion de l'onde à la surface du volume ionisé est :

$$R = \frac{Z_0 - Z_0'}{Z_0 + Z_0'} = \frac{\sqrt{\epsilon_0} - \sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_0} + \sqrt{\epsilon_1}}$$

$$R \approx \frac{\sqrt{\epsilon_0} \left(1 - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}} \right)}{2 \sqrt{\epsilon_0}} = \frac{1 - \sqrt{1 - j \frac{\sigma_0}{\epsilon_0 \omega}}}{2}$$

L'amplitude du champ de l'onde réfractée E_0 sera :

$$|E| \approx E_0 \left(1 + \frac{\sigma_1}{2 \epsilon_0 \omega} \right)$$

Nous savons d'après l'étude du paragraphe précédent que σ_1 est fonction de la température électronique :

$$\sigma_1 = -x_1^{1/2} K_{3/2}(x_1) \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{e^2 \lambda N}{\sqrt{2 \pi m k T}}$$

$$\sigma_1 \neq - \frac{4 e^2 \lambda 0,8 \sqrt{x_1}}{3 \sqrt{2 \pi m k T} (1 + 0,7 x_1)} N$$

avec :

$$x_1 = \frac{m (\omega \lambda)^2}{2 k T}.$$

Nous supposons :

1. Que l'énergie perdue par les électrons est surtout due aux chocs élastiques avec les molécules et les ions lourds, ce qui revient à dire que l'énergie moyenne des électrons est faible vis-à-vis de l'énergie d'excitation ou d'ionisation.

2. Que la température électronique varie peu en fonction du temps.

Posons :

$$(1) \quad K_1 = \frac{4 e^2 \lambda 0,8 \sqrt{x_1}}{6 \sqrt{2 \pi m k T} (1 + 0,7 x_1) \epsilon_0 \omega}.$$

Nous pouvons mettre alors le champ sous la forme :

$$(2) \quad E = E_0 (1 - K_1 N).$$

Etudions maintenant la variation de N en fonction du temps.

Nous nous heurtons à une difficulté lorsqu'il s'agit d'exprimer la variation de l'accroissement relatif par unité de temps du nombre des électrons en fonction du champ.

Dans un champ continu permanent, en appelant α le coefficient de TOWNSEND (nombre de paires d'ions créés par un électron qui avance de 1 cm. dans la direction du champ), nous avons :

$$\frac{dN}{N} = \alpha N dx \qquad \frac{dN}{N} = \alpha N v dt$$

α varie en fonction du champ continu appliqué suivant une loi qui dépend du gaz considéré. Nous admettrons cependant

en première approximation que α est proportionnel à E , ce qui semble d'ailleurs assez exact en onde U.H.F.. Nous avons supposé d'autre part, que la température électronique variait peu au cours du temps. Nous pouvons donc écrire :

$$(3) \quad \frac{dN}{N} = K_2 E dt$$

et, en remplaçant E par sa valeur tirée de (2) :

$$\frac{dN}{N} = K_2 E_0 (1 - K_1 N) dt.$$

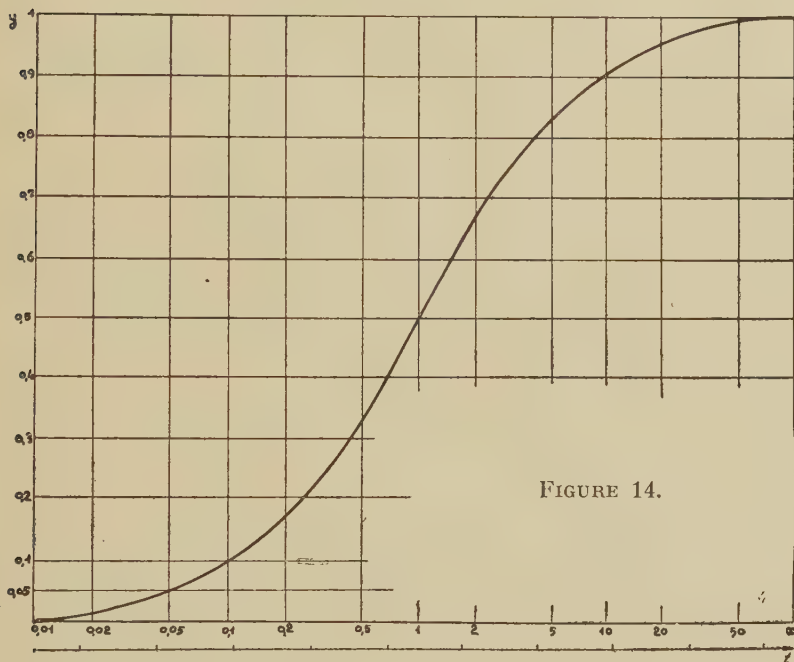


FIGURE 14.

Courbe représentant la fonction : $y = \frac{x}{1 + x}$

tracée en abscisses logarithmiques, avec : $y = K_1 N$,
 $x = K_1 N_0 e^{K_2 E_0 t}$

ou $N = f(t)$ en coordonnées linéaires.

Par intégration nous obtenons :

$$\text{Log} \frac{N}{1 - K_1 N} = K_2 E_0 t + K_4.$$

Posons : $N_0 = e^{K_4}$, nous avons :

$$N = \frac{N_0 e^{K_2 E_0 t}}{1 + K_1 N_0 e^{K_2 E_0 t}}.$$

Nous voyons ainsi que la concentration électronique commence par croître exponentiellement, puis atteint un palier correspondant à :

$$N_{\max} = \frac{1}{K_1}.$$

La figure 14 montre l'allure de la courbe représentative de la variation de la concentration électronique en fonction du temps.

c) Variation de l'énergie rayonnée.

Supposons maintenant que N ait atteint sa valeur $N_{\max}$ = constante, et étudions l'évolution du phénomène au sein du gaz.

La variation de l'énergie transmise aux électrons par unité de volume est :

$$\frac{dw}{dt} \neq E_0^2 (1 - K_1 N_{\max})^2 \sigma_r.$$

Cette énergie est dépensée :

- en rayonnement ;
- en augmentation de l'énergie moyenne des électrons.

Si nous nous reportons aux études de BRODE [29], nous voyons :

1. Que la probabilité d'excitation des atomes ou molécules dépend de l'énergie des électrons incidents. Lorsque cette énergie croît, la probabilité croît, passe par un maximum, puis décroît.
2. Que chaque radiation émise a une courbe de probabilité qui lui est propre.

Nous pouvons donc prévoir que dans un gaz excité en régime d'impulsion, et c'est le cas qui nous intéresse, chaque radiation émise par la décharge aura une courbe intensité-temps qui lui sera propre et que cette courbe pourra présenter dans certain cas un maximum pendant la durée de l'impulsion de décharge.

Les différents aspects probables des courbes intensité-temps des radiations émises dans une décharge sont représentés sur la figure 15.

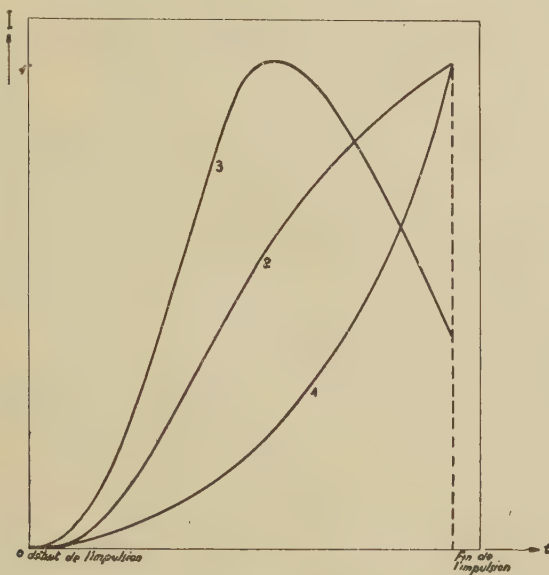


FIGURE 15.

Différents aspects probables de la courbe intensité-temps du rayonnement émis au cours d'une impulsion.

Dans la forme (1) la concentration électronique n'a pas encore atteint son maximum.

Dans la forme (2) on voit apparaître un amorçage de saturation ; et enfin dans la forme (3) la courbe en cloche caractérise l'effet de diminution de la probabilité d'excitation par suite d'une augmentation de l'énergie cinétique moyenne des électrons.

D. — CONCLUSION

Nous avons essayé, au cours de l'étude précédente, de prévoir le mécanisme de la décharge en régime transitoire en nous basant sur les résultats théoriques et expérimentaux que certains auteurs ont obtenus pour le régime permanent. Nous avons essayé d'expliquer ce mécanisme et notamment

prévu les variations de l'intensité des radiations émises en fonction du temps :

1. par les oscillations du plasma ;
2. par l'action du champ supposé constant ;
3. par l'influence de la charge d'espace électronique sur la réflexion de l'onde incidente.

Il nous semble que c'est cette dernière explication qui est la plus correcte, bien que nous ayons été obligés de faire des suppositions un peu intuitives. Nous avons supposé par exemple que la température électronique restait approximativement constante tant que le nombre des électrons augmentait, puis commençait à augmenter dès que le nombre des électrons atteignait un maximum prévu par le calcul. Nous avons, d'autre part, utilisé les formules de MARGENAU donnant l'expression de la conductivité. Or, celles-ci ne tiennent pas compte de l'ionisation et de l'excitation.

Si ces hypothèses sont un peu osées, il est tout de même facile à comprendre que, puisque l'intensité de l'onde réfléchie augmente avec la concentration électronique au sein de la décharge, cette concentration électronique passera par un maximum et que l'augmentation dans le temps de l'énergie électronique accusera encore davantage la diminution du champ en fonction du temps et, par conséquent, la puissance globale délivrée par le champ aux électrons.

Cette puissance globale diminuant, il est facile de prévoir, qu'à partir d'un certain temps après le début de la décharge, l'énergie rayonnée se mettra à décroître.

III. — ETUDE DE LA POSTLUMINESCENCE

Nous appellerons postluminescence l'émission lumineuse qui prolonge celle de la décharge après la cessation du champ appliqué.

Le gaz a été porté, comme nous l'avons vu, à une haute température électronique, la température des corpuscules lourds restant par contre approximativement celle du début de l'impulsion en raison de la brièveté de cette dernière.

Nous distinguerons deux types de postluminescences : la postluminescence proche qui est due à la diminution du nombre des électrons dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'excitation, phénomène qui accompagne la diminution de la température électronique, et la postluminescence de recombinaison qui commence lorsque les électrons ont perdu presque toute leur énergie (ceci est vrai pour les gaz rares, mais nous verrons que les molécules diatomiques se conduisent de manière différente). Cette dernière est due, comme son nom l'indique, à la recombinaison ion-électron à l'intérieur du gaz.

A côté de ces deux causes importantes de postluminescence, on peut encore obtenir une émission de lumière par excitation des atomes à l'état métastable, nous aurons l'occasion d'en parler plus loin.

A. — LA POSTLUMINESCENCE PROCHE

Après l'impulsion (c'est-à-dire après la percussion élastique), les électrons portés à haute température au sein du gaz se refroidissent. Etudions en fonction du temps la variation de cette température, et celle de l'énergie rayonnée, en supposant que la distribution des vitesses reste maxwellienne. Nous verrons d'ailleurs qu'en pratique cette distribution ne peut rester maxwellienne et nous en donnerons les raisons.

a) Variation de la température du gaz au cours du temps.

Nous prendrons comme nouvelle origine du temps le moment où le champ appliqué s'annule. Nous admettrons que le nombre d'électrons dont l'énergie est supérieure à celle du premier niveau d'excitation des atomes et des molécules est très petit vis-à-vis du nombre total N des électrons présents. Par suite, nous pourrions supposer que la diminution de température des électrons est due aux chocs élastiques avec les atomes ou molécules. Si cette hypothèse n'est pas rigoureusement valable pour t très petit, elle le devient au bout d'un temps très bref.

Un électron d'énergie w perd à chaque choc avec un atome, une molécule ou un ion de masse M une fraction Δw de son énergie. En supposant négligeable la température des atomes et des molécules, nous pouvons écrire, d'après CRAVATH [30] :

$$\frac{\Delta w}{w} = 2,66 \frac{m}{M}.$$

En appelant λ le libre parcours moyen, la fraction d'énergie perdue pendant l'intervalle de temps dt a pour valeur moyenne :

$$\frac{d\bar{w}}{\bar{w}} = - \left(2,66 \frac{m}{M} \right) \frac{\bar{v}}{\lambda} dt$$

(le signe — signifiant qu'il s'agit d'une perte d'énergie).

Or, on sait que dans une distribution maxwellienne, la vitesse moyenne est égale à la vitesse quadratique moyenne v_e multipliée par 0,922. (cf. p. 23).

$$\bar{v} = 0,922 \sqrt{\bar{v}^2}.$$

Or :

$$\bar{w} = \frac{1}{2} m \bar{v}^2$$

d'où :

$$\bar{v} = 0,922 \sqrt{\frac{\bar{w}}{0,5 m}}$$

En portant cette valeur dans l'expression précédente, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\frac{d\bar{w}}{(\bar{w})^{3/2}} &= - \frac{0,922}{\lambda \sqrt{0,5 m}} \left(2,66 \frac{m}{M} \right) dt \\ &= - 3,5 \frac{\sqrt{m}}{\lambda M} dt\end{aligned}$$

et en intégrant :

$$\frac{2}{\sqrt{\bar{w}}} = 3,5 \frac{\sqrt{m}}{\lambda M} (t + s),$$

s étant un paramètre qui dépend des conditions initiales.

Or :

$$\bar{w} = \frac{3}{2} k T.$$

Nous avons alors :

$$\sqrt{T} = 0,57 \frac{\lambda M}{\sqrt{m k} (t + s)}$$

avec :

$$s = 0,57 \frac{\lambda M}{\sqrt{m k T_0}}$$

T_0 étant la température électronique à la fin de l'impulsion.

b) Calcul de la variation de l'énergie rayonnée, en supposant que la distribution des vitesses reste maxwellienne.

Le nombre d'électrons dont l'énergie est comprise entre E et E + dE est :

$$(1) \quad N_e dE = \frac{2 N \sqrt{E}}{\sqrt{\pi} (k T)^{3/2}} e^{-E/kT} dE$$

Supposons que E soit précisément l'énergie qui correspond à la probabilité maximum d'excitation globale et que l'intensité lumineuse globale émise soit proportionnelle à N_e .

Ecrivons que la perte d'énergie des électrons d'énergie E entraînant la diminution de la température électronique est due à l'excitation des atomes ou des molécules du gaz.

En désignant par w_0 l'énergie d'excitation et par P la probabilité (nombre relatif de chocs efficaces par unité de temps), on peut écrire :

$$(2) \quad N_0 w_0 P = - \frac{3}{2} N \frac{d(kT)}{dt}$$

Les expressions (1) et (2) permettent de déterminer les variations de N_0 en fonction du temps.

De (1) on tire :

$$\frac{dN_0}{d(kT)} = 2N \sqrt{\frac{E}{\pi}} (kT)^{-3/2} e^{-E/kT} \left[E(kT)^{-2} - \frac{3}{2} (kT)^{-1} \right]$$

E étant très supérieur à $3/2.kT$, comme nous avons pu le voir précédemment, nous obtenons :

$$(3) \quad \frac{dN_0}{d(kT)} = \frac{N_0 E}{(kT)^2}$$

$$\frac{E}{kT} - \frac{E}{kT_0} = \text{Log} \frac{N_{e0}}{N_0},$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{E}{kT} = \text{Log} \frac{A}{N_0}$$

A étant une constante qui, d'après les conditions initiales, a pour valeur :

$$A = N_{e0} e^{E/kT_0}$$

$$\frac{E}{(kT)^2} = \frac{1}{E} \left[\text{Log} \frac{A}{N_0} \right]^2$$

d'où :

$$(4) \quad \frac{dN_0}{d(kT)} = - \frac{N_0}{E} \left[\text{Log} \frac{A}{N_0} \right]^2$$

De (2), on tire :

$$(5) \quad \frac{d(kT)}{dt} = - \frac{2}{3} \frac{N_0}{N} w_0 P$$

La multiplication membre à membre de (4) et (5) donne :

$$\frac{dN_e}{d(kT)} \frac{d(kT)}{dt} = \frac{dN_e}{dt} = - \frac{2}{3} \frac{N_e^2}{NE} w_e P \left[\text{Log} \frac{A}{N_e} \right]^2$$

En posant : $B = \frac{2}{3} \frac{w_e}{E} P$, nous obtenons :

$$\frac{dN_e}{N_e^2 \left[\text{Log} \frac{A}{N_e} \right]^2} = B dt,$$

pour $A/N_e = e^x$:

$$- B t = \frac{1}{A} \int \frac{e^x dx}{x^2} = \frac{1}{A} \left[-\frac{e^x}{x} + \frac{e^x dx}{x} \right]$$

Posons : $e^x = y$, nous obtenons, finalement, avec $y = A/N_e$:

$$(6) \quad B t = \frac{1}{A} \left[\frac{y}{\text{Log } y} - \int \frac{dy}{\text{Log } y} \right]$$

L'intensité lumineuse est par conséquent donnée par l'expresion (6) avec :

$$\frac{I_0}{I} = \frac{N_{e0}}{N_e} = y \exp \left(- \frac{E}{k T_0} \right).$$

On peut déterminer la variation de I en fonction du temps au moyen d'une table de logarithme intégral.

c) Cas pratique.

L'hypothèse que nous avons faite au paragraphe précédent suivant laquelle la distribution des vitesses reste maxwellienne n'a malheureusement pas de sens. En effet, cela reviendrait à supposer qu'il se formerait au cours du temps des électrons d'énergie supérieure à w_e (énergie du premier niveau d'excitation) pour remplacer ceux qui ont excité le gaz. Or, dans le cas général, il n'existe aucun apport d'énergie du milieu extérieur, étant donné que :

1° le champ appliqué a été supprimé ;

2° la température des ions, des atomes et des molécules est extrêmement faible.

Remarque. — Nous supposons en outre que les chocs entre électrons, et d'une façon générale, l'interaction constituent un phénomène négligeable.

Il s'en suit que les électrons dont l'énergie est inférieure à w_0 ne sont pas influencés ou sont peu influencés par l'excitation.

La perte d'énergie globale des électrons s'effectue donc suivant deux processus :

1° perte d'énergie par collisions élastiques pour tous les électrons, quelle que soit leur vitesse ;

2° perte d'énergie par chocs inélastiques des électrons dont l'énergie est supérieure à w_0 .

L'émission de lumière I dépendra donc uniquement du nombre des électrons capables d'exciter. On conçoit alors que la décroissance de la lumière se fasse suivant une loi exponentielle :

$$I = I_0 e^{-Kt}$$

K étant une constante liée à la probabilité d'excitation du gaz.

Remarque. — On ne doit pas confondre cette décroissance exponentielle du nombre des électrons excitateurs avec la décroissance exponentielle de la concentration électronique due à la diffusion que nous étudierons par la suite. Les constantes de ces deux phénomènes sont d'ailleurs très différentes : de l'ordre de 10^{-6} pour le premier et 10^{-3} pour le second.

B. — LA DIFFUSION

La diffusion exprime le mouvement des ions, des fortes concentrations vers les faibles, mouvement qui tend à uniformiser les concentrations des ions des deux signes. Nous avons :

$$n = -D \frac{dN}{dx}$$

n étant le nombre de particules traversant l'unité de surface pendant l'unité de temps, N étant la concentration ionique et D le coefficient de diffusion.

Nous avons supposé que la vitesse des corpuscules lourds, atomes, molécules, ions atomiques ou moléculaires,

était négligeable vis-à-vis de celle des électrons. Nous ne nous occuperons donc que de la diffusion des électrons.

BIONDI et BROWN [31] ont étudié l'influence de la température sur la diffusion ambipolaire D_a dans l'hélium, un certain temps après la cessation d'une impulsion d'hyperfréquence. Ils ont montré que D_a était proportionnel à T^2 . Ils ont mesuré la diffusion de l'hélium, à la pression de 8,5 mm., contenu dans un récipient cylindrique de 2,5 cm. de hauteur et de rayon de section droite 1,9 cm. Ils ont obtenu dans ces conditions :

$$D_{\text{cm}^2/\text{sec}} = \frac{120}{16} T^2 10^{-4}$$

Les expérimentateurs qui ont cherché à préciser les rôles respectifs de la diffusion et de la recombinaison dans la disparition des électrons au sein d'un gaz primitivement ionisé, ont montré que la première était en général négligeable devant la seconde [31] bien que dans certains cas son influence puisse devenir prépondérante [32].

a) Diffusion des électrons rapides.

Si on considère l'évolution dans le temps de l'intensité lumineuse du rayonnement émis dans la phase qui suit immédiatement la cessation de l'impulsion, on doit remarquer qu'elle se rapporte, comme nous l'avons vu, aux électrons d'énergie supérieure à celle du premier niveau d'excitation du gaz considéré.

La diffusion de ces électrons rapides peut être très importante. Il est facile de le montrer en calculant la constante de temps τ_1 de la disparition par diffusion des électrons de température T voisine de celle qui correspond par exemple à une énergie de 20 électron-volts (soit très sensiblement le premier potentiel d'excitation de l'hélium). Nous avons ainsi $T \approx 20 \cdot 10^4$ degrés. Ceci correspondrait, pour He sous 1 mm. de pression à $D_a = 3 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{sec.}$, en supposant toutefois que les résultats de BIONDI et BROWN puissent s'appliquer, bien que le gaz n'ait pas atteint sa température d'équilibre et que la distribution ne soit pas maxwellienne.

L'équation générale se rapportant au mouvement électronique après la cessation du champ est :

$$-\frac{dN}{dt} = \alpha N^2 + D \nabla^2 N$$

α étant le coefficient de recombinaison ions-électrons (voir paragraphe suivant).

Négligeons la recombinaison puisque nous ne considérons que les électrons rapides (leur énergie étant supérieure à l'énergie d'excitation du gaz) :

$$-\frac{dN}{dt} = D \nabla^2 N$$

Supposons que N décroisse exponentiellement en fonction du temps :

$$N = N_0 e^{-t/\tau}$$

τ étant la constante de temps due à la diffusion.

Etudions l'importance relative de la diffusion par rapport aux autres phénomènes.

A cette constante de temps faisons correspondre une longueur caractéristique de diffusion Λ , telle que :

$$D = \frac{\Lambda^2}{\tau}$$

Si on considère que la décharge est localisée dans une sphère de 2 cm. de rayon, nous avons :

$$\Lambda = \frac{R}{\pi} \neq 0,6 \text{ cm}$$

d'où :

$$\tau = \frac{\Lambda^2}{D} = \frac{0,36}{3} 10^{-7}$$

$$\neq 10^{-8} \text{ sec.}$$

Le résultat montre que la constante de temps de disparition des électrons excitateurs est extrêmement faible. Nous verrons par la suite qu'en réalité lorsqu'on analyse le rayonnement émis, la lumière reçue sur la cathode du photo-multiplicateur provient d'un volume important du gaz, et qu'en raison de la faible vitesse de diffusion on peut négliger l'effet de cette dernière.

b) Diffusion des électrons lents.

Si on considère les électrons dont l'énergie est inférieure à l'énergie d'excitation du gaz, leur diffusion est beaucoup plus faible, leur température étant relativement basse.

Pour l'hélium primitivement ionisé dans une cavité par une impulsion de 3000 Mc/sec., BIONDI et BROWN ont trouvé $\tau/p = 450 \mu\text{s./mm. de Hg.}$

Nous négligerons donc cette diffusion parce que :

1. Sa constante de temps est bien supérieure au phénomène que nous étudions.

2. Elle n'influe pas sur le rayonnement de postluminescence que nous attribuons uniquement à la recombinaison.

C. — LA RECOMBINAISON

On admet que, pendant la période qui suit une décharge, la recombinaison ions-électrons s'effectue conformément à la loi classique :

$$\frac{dN}{N^2} = -\alpha dt,$$

lorsque la température d'équilibre est atteinte (on suppose évidemment ici que les concentrations électronique et ionique sont égales). α est le coefficient de recombinaison du gaz à la température et à la pression considérées.

De nombreux chercheurs ont tenté de déterminer α expérimentalement [33]. La discordance entre les résultats des anciennes méthodes (méthode de la sonde) et ceux des chercheurs de la nouvelle école qui déduisent le coefficient de recombinaison de la mesure du changement de fréquence d'une cavité résonante à l'intérieur de laquelle est disposé un petit récipient contenant le gaz à étudier, montre que l'évaluation de α reste encore bien problématique. Cette dernière méthode [31] bien que semblant plus sûre est néanmoins liée à une constante $C = \Delta\nu/N$ dépendant de la forme et des dimensions du récipient utilisé ($\Delta\nu$ étant la variation de fréquence due aux électrons de concentration N). La constante C est calculée théoriquement et le problème de la détermination expérimentale de α est ainsi lié à un calcul et par suite à des hypothèses qui ne semblent pas toujours très sûres.

Donnons quelques précisions sur le mécanisme de la recombinaison et considérons un électron passant au voisinage d'un ion positif. Si sa vitesse d'une part, et la distance minimum de sa trajectoire à l'ion d'autre part, sont trop élevées, la recombinaison ne peut s'effectuer. La trajectoire est hyperbolique, mais l'électron subit un freinage (freinage des électrons dans les champs d'ions). On a dans ces con-

ditions émission d'un spectre continu [34]. Dans le cas contraire, l'électron se recombine à l'ion. Son énergie avant le choc était $\frac{1}{2} m v^2$. Supposons qu'il tombe sur un niveau i de l'atome et désignons par $h \nu_{i\infty}$ l'énergie d'ionisation à partir de ce niveau. Le quantum rayonné est alors :

$$h \nu = h \nu_{i\infty} + \frac{1}{2} m v^2$$

Comme les électrons du plasma possèdent différentes vitesses, il y a émission d'un spectre continu, qui s'étend du côté des courtes longueurs d'onde à partir de chacune des limites $\nu_{i\infty}$ des séries spectrales de l'atome considéré [35], [36].

Signalons à ce sujet que BOECKNER [37] a montré que la section de choc effective d'un ion relative à la capture d'un électron de vitesse v était proportionnelle à $\frac{1}{v^2 v^2}$.

$$q(v) = K \frac{1}{v^2 v^2}$$

MOHLER admet que l'intensité lumineuse I émise par un processus de recombinaison est proportionnelle au carré de la concentration électronique, ce qui donne :

$$\frac{1}{N_2} - \frac{1}{N_1} = \alpha (t_2 - t_1)$$

$$\frac{1}{\sqrt{I_2}} - \frac{1}{\sqrt{I_1}} = K \alpha (t_2 - t_1)$$

Connaissant la concentration ionique au temps t_1 , il est possible de déterminer α .

α a été mesuré par le procédé le plus moderne dont nous avons parlé ci-dessus pour différents gaz :

L'hélium [31], [38], [39], le néon [40], [41], [42], l'argon [40], [43], le krypton [44], [45], l'hydrogène [40], [46], [47], l'oxygène [40], le mercure [48] et le césium [49].

Quelques-uns des résultats trouvés sont rapportés dans le tableau I.

On voit, d'après ce tableau, ce que BIONDI et BROWN [40] avaient déjà remarqué, à savoir que le coefficient de recombinaison des ions moléculaires est plus grand que celui des ions atomiques. DANDURAND et HOLT [49] ont même observé que lorsque les ions d'un même gaz sont à la fois à l'état d'atomes et de molécules, le coefficient de recombinaison des molécules est beaucoup plus grand, si bien que les ions

TABLEAU I

	α cm ³ /ions-sec.	Pression	Tempér.	Observations sur α	Expérimentateurs
<i>Helium</i>	9,8.10 ⁻⁹	15 mm	300°K		JOHNSON, Mac CLURE, HOLT (1950) [38].
<i>Néon</i>	2.10 ⁻⁷	15 mm	300°K	indép. de la température, indép. de la pression (sauf aux basses températures T < 80°K)	BIONDI, BROWN (1949) [40].
<i>Argon</i>	3.10 ⁻⁷	15 mm	300°K		BIONDI, BROWN (1949) [40].
<i>Krypton</i> (contaminé par du Xe)	6.10 ⁻⁷ 2.10 ⁻⁶	6,3 à 25 mm	300°K	2 coeff. de recombinaison distincts suiv. le temps compté à partir du début de la post-luminescence (dû à l'impureté Xe)	RICHARDSON (1951) [44].
<i>Hydrogène</i>	2,5.10 ⁻⁶		300°K	indép. de la pression d'après BIONDI et BROWN, aurait une valeur inférieure en-dessous de 30 mm d'après VARNERIN.	BIONDI, BROWN (1949) [40], VARNERIN (1950) [47].
<i>Oxygène</i>	1.10 ⁻⁶	15 mm		croît très vite avec la pression $\alpha = 3.10^{-7}$ pour p = 1 mm	BIONDI, BROWN (1949) [40].
<i>Azote</i>	1,75.10 ⁻⁶	10 mm	300°K	croît avec la pression : pour p = 1 mm, $\alpha = 14.10^{-7}$	BIONDI, BROWN (1949) [40].
<i>Mercure</i>	5.10 ⁻⁹	0,5 mm	300°K		DANDURAND, HOLT (1951) [48]
<i>Coesium</i>	3,5.10 ⁻⁷ 1,2.10 ⁻⁶	0,32 mm 0,68 mm	270°K 285°K		DANDURAND, HOLT (1951) [49]
	3,5.10 ⁻⁷ 1,45.10 ⁻⁶	1 mm 2,6 mm			

moléculaires sont beaucoup plus vite recombines que les ions atomiques. BIONDI et BROWN pensent que ceci est dû au fait que les ions diatomiques peuvent se recombinaer même avec des électrons de forte énergie, cette énergie se retrouvant sous forme d'énergie de rotation-vibration au sein de la molécule neutre formée. Nos expériences confirment ce point de vue.

BIONDI et BROWN [40] ont, en outre, remarqué que α croît ou décroît quand le numéro atomique de l'élément augmente, suivant qu'il s'agit de gaz monoatomique ou diatomique.

D. — PHÉNOMÈNES SECONDAIRES POUVANT AVOIR UNE INFLUENCE PLUS OU MOINS IMPORTANTE SUR LA POSTLUMINESCENCE

a) Phénomène d'attachement.

Les électrons peuvent se fixer à certaines molécules neutres pour donner naissance à des ions négatifs. Ceci se produit notamment avec l'oxygène.

Nous verrons par la suite que certaines impuretés (produits carbonés par exemple) font disparaître totalement la postluminescence des gaz.

Le phénomène d'attachement peut devenir la cause principale de la disparition électronique, en particulier aux hautes pressions [48].

b) Durée de vie des états excités.

Le retour à l'état normal des états excités étant extrêmement rapide par rapport au phénomène que nous étudions (10^{-9} à 10^{-8} sec.) sera considéré comme instantané. Les états métastables, par contre, peuvent jouer un rôle important, leur durée de vie atteignant facilement 1/1000 sec. [50]. Les électrons même de faible énergie pourront ainsi produire un rayonnement longtemps après la décharge, par réexcitation des atomes à l'état métastable.

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL [51]

1°) VUE D'ENSEMBLE

L'appareillage dont la description est l'objet du présent chapitre a été construit dans le but d'étudier le rayonnement des gaz lorsque ceux-ci sont excités par des impulsions brèves d'onde centimétrique.

Une vue d'ensemble des différents organes est représentée sur les figures 16 et 17. Un générateur (2) de longueur d'onde 3,2 cm. produit des impulsions de durée 0,5, 1 ou 2 microsecondes, à une fréquence de répétition comprise entre 20 et 2.000 cycles/seconde, avec une puissance de 40 kilowatts en pointe.

Le dispositif récepteur est constitué de deux ensembles distincts : un spectrographe muni d'un stroboscope, d'une part, et d'autre part, un traceur de courbe sélectif permettant de relever la courbe représentative des variations de l'intensité lumineuse en fonction du temps, pour chaque longueur d'onde ou intervalle de longueur d'onde du rayonnement étudié.

Le spectrographe est, soit à optique de verre pour l'examen du rayonnement visible ou proche-infrarouge, soit à optique de quartz pour l'étude de l'ultraviolet. Le disque stroboscopique tourne devant la fente qu'il démasque pendant un temps très court à une fréquence synchronisée sur celle des impulsions. Ceci permet, grâce à un déphaseur mécanique, d'obtenir le spectre du rayonnement du gaz pendant la durée du champ correspondant à l'impulsion ou un certain temps après la cessation de celui-ci. On peut ainsi photographier le spectre de postluminescence au bout d'un

temps plus ou moins long après le déclenchement de l'excitation.

Le traceur de courbe sélectif est constitué d'un monochromateur Hilger (4), d'un photomultiplicateur (5) placé devant la fente de celui-ci, d'un amplificateur et d'un oscillographe cathodique (9) muni d'un marqueur en temps étalonné (10). Le monochromateur permet d'isoler chacune des

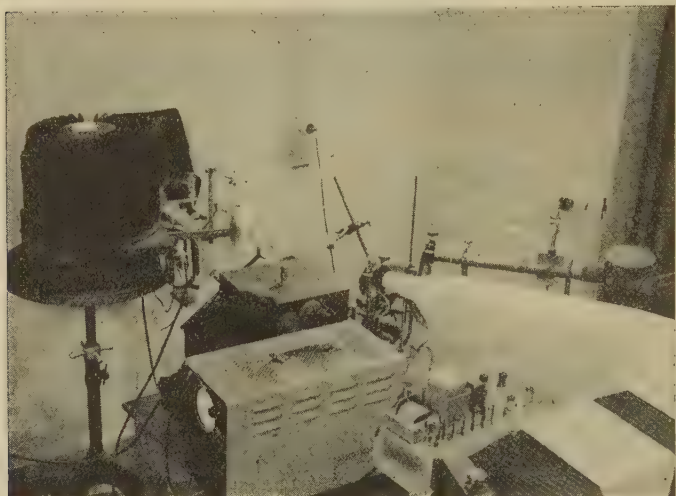


FIGURE 16.

raies ou bandes constituant le spectre considéré ou, plus exactement, un petit intervalle de longueur d'onde dont on veut étudier la variation d'intensité en fonction du temps. Le signal issu du phototube est appliqué à l'amplificateur de l'oscillographe. La courbe représentant les variations d'intensité de la radiation étudiée en fonction du temps apparaît sur l'écran du tube cathodique et est enregistrée sur film 24×36 au moyen d'un appareil photographique « Foca ». Le dispositif de marquage permet de graduer en unité de temps (micro-seconde ou demi-micro-seconde, par exemple) l'échelle des abscisses en éteignant périodiquement le spot du tube oscillographique pendant un temps très court.

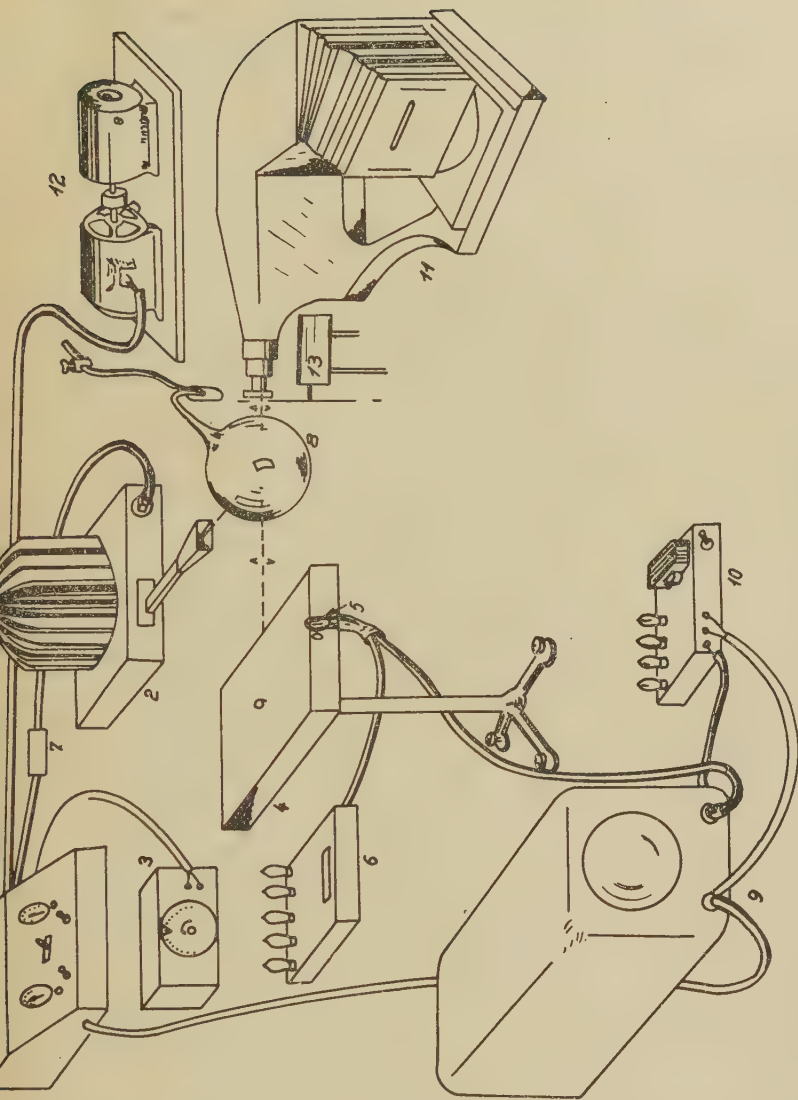


FIGURE 17.

Vue schématique indiquant la disposition des différents organes utilisés en vue de l'étude de la décharge dans les gaz en ondes centimétriques.

1. Circuit de déclenchement du générateur d'impulsions d'ondes centimétriques.
2. Générateur d'ondes centimétriques.
3. Générateur B.F. (sinusoïdal) 20 à 2000 c/s.
4. Monochromateur.
5. Photomultiplicateur d'électrons.
6. Alimentation stabilisée.
7. Ligne à retard.
8. Ballon dans lequel est produit la décharge.
9. Oscillographe cathodique.
10. Multivibrateur.
11. Spectrographe.
12. Génératrice 1,5 kw — 110 v. — 400 p.p.s.
13. Stroboscope.

2°) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DISPOSITIF

Une tension sinusoïdale de référence doit synchroniser :

1. le générateur d'impulsions de haute fréquence ;
2. le stroboscope ;
3. le dispositif de marquage de l'oscillographe ;
4. le balayage de l'oscillographe.

Cette tension est fournie par un convertisseur constitué par un moteur alimenté en courant continu et couplé mécaniquement à un alternateur. Le disque stroboscopique est solidaire de l'arbre commun au moteur et à l'alternateur. Il est possible de faire varier la fréquence de synchronisation en modifiant la résistance de charge de l'alternateur.

Lorsque l'on n'utilise pas le stroboscope, on remplace le convertisseur par un générateur basse fréquence, ce qui permet de faire varier la fréquence dans un intervalle plus grand.

Cette tension de synchronisation est appliquée à un circuit de déclenchement dont le but est de transformer le signal sinusoïdal en une succession de tops très brefs ou de signaux carrés de même fréquence. Les tops, après passage dans une ligne à retard de 2 microsecondes environ, servent au déclenchement d'un générateur d'impulsion d'ondes centimétriques tandis que les signaux carrés déclenchent à la fois le balayage de l'oscillographe et le multivibrateur du dispositif de marquage. Ceci permet d'observer sur l'écran de l'oscillographe le début des phénomènes puisque le spot lumineux démarre avant l'amorçage de la décharge.

Les différents organes du dispositif sont décrits en détail dans les paragraphes suivants.

3°) LE CONVERTISSEUR ET LE STROBOSCOPE (Fig. 18)

Le convertisseur que nous avons utilisé est un appareil de série de dimensions réduites, 16 centimètres de long et 8 centimètres de diamètre, fabriqué par la Société Radio-Energie. Il est constitué par un moteur universel, alimenté par une tension continue de 12 volts, et par un alternateur de 800 périodes (3400 tours/minute), groupés dans la même cage et portés sur le même arbre. Cet arbre a dû être prolongé d'un axe de 2 cm. de longueur, soudé électriquement, pour entraîner un disque stroboscopique. Ce dernier possède 15 fenêtres de 6 mm. de rayon. La précision d'usinage est

de 0,1 mm. Le disque de 20 cm. de diamètre et de 10/10 mm. d'épaisseur est en duralumin.

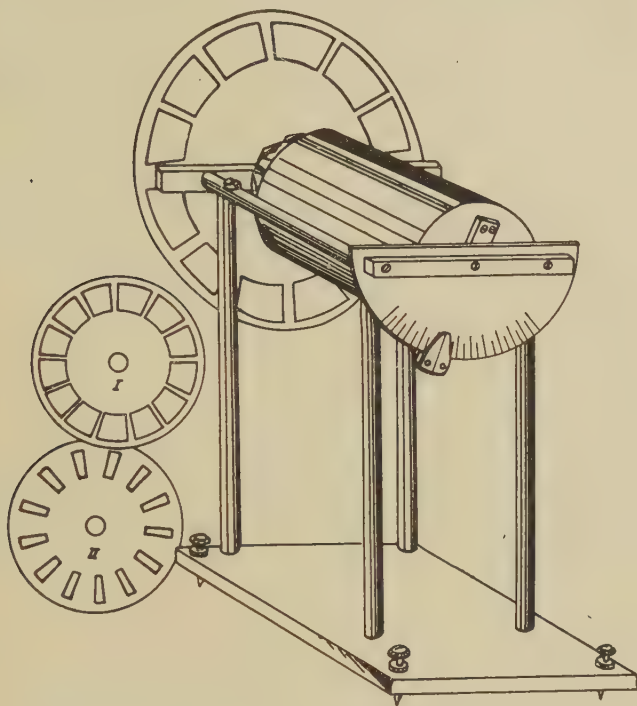


FIGURE 18.

Stroboscope synchronisé (discriminateur rotatif).

I et II représentent deux types de disques perforés utilisés pour masquer périodiquement, à la fréquence des impulsions, la fente du spectrographe.

L'alternateur alimente un transformateur (Fig. 19) de rapport d'amplification 20. On dispose dans le circuit pri-

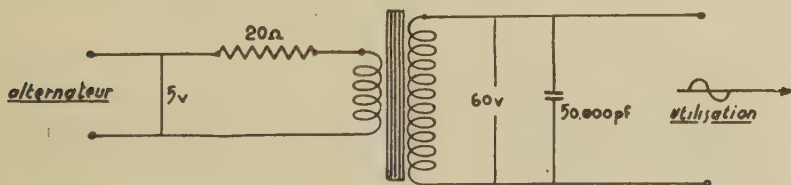


FIGURE 19.

naire une résistance de 20 ohms en série et dans le secondaire un condensateur de 50.000 pF en parallèle, afin d'améliorer la forme sinusoïdale du signal fourni par l'alternateur.

Le dispositif ainsi constitué tourne à la vitesse de 1600 tours/minute et fournit une tension sinusoïdale de 400 périodes lorsqu'il est alimenté sous 6 volts continu. Il est possible de faire varier cette vitesse soit en augmentant la tension d'alimentation, soit en shuntant le primaire ou le secondaire du transformateur par une résistance. Sauf dans des cas particuliers, la vitesse de rotation indiquée ci-dessus est celle qui nous a servi à toutes nos expériences.

Le disque stroboscopique nous permet ainsi d'isoler un intervalle de temps de $1/6$ période, l'ouverture angulaire d'une fenêtre et la distance angulaire entre deux fenêtres consécutives étant respectivement de 4° et 24° . La fente du spectrographe devant laquelle tourne le disque se trouve ainsi découverte à chaque période pendant $4/24 f$ seconde, soit $1/2400$ sec. # 400 microsecondes pour $f = 400$ périodes/seconde.

Afin de faire varier l'intervalle de temps entre le passage des fenêtres devant la fente et le zéro de la tension sinusoïdale issue du convertisseur, nous avons fixé celui-ci sur un équipage mobile autour de son axe. Un cadran gradué en degrés permet de repérer la phase. Celle-ci est liée au temps par la relation :

$$t_{\text{sec.}} = \Phi_{\text{degrés}} \cdot \frac{1}{24 f}.$$

Pour $f = 400$ périodes, une variation de phase Φ de 1 degré correspond ainsi à un temps différé de 104 microsecondes.

4°) DISPOSITIF DE DÉCLENCHEMENT [52]

Le dispositif de déclenchement est constitué par l'ensemble des circuits qui, au moyen de la tension sinusoïdale de référence fournie par le convertisseur, synchronise le générateur d'impulsions, le balayage de l'oscillographe et le marqueur.

Ce dispositif doit produire les tops nécessaires à la commande du premier tube du générateur d'impulsions qui est décrit au paragraphe suivant. Ces tops doivent avoir une durée de 0,5 microseconde environ et une amplitude de 100 volts aux bornes d'une résistance de 1000 ohms, quelle que soit leur fréquence de répétition. Le schéma des différents circuits est représenté sur la figure 21.

La tension sinusoïdale de référence dont l'amplitude est comprise entre 10 et 120 volts est appliquée à la grille d'une

pentode EF 42. Ce tube fonctionne pendant presque une demi-période avec la grille positive et pendant presque tout le reste du temps au-dessous du cut off. La courbe représentative du courant plaque en fonction du temps a la forme de signaux carrés dont les flancs sont d'autant plus raides que l'amplification est plus grande. Le point de repos du tube est celui qui est indiqué par le constructeur pour un fonctionnement en classe A. Une résistance de 250.000 ohms a été intercalée dans le circuit grille de façon que le courant grille d'une part, et la dissipation grille, d'autre part, soient compatibles avec un bon fonctionnement du tube.

Soit A le gain de ce premier étage. Deux autres, identiques, portent l'amplification totale à A^3 . Calculons la durée du front raide du signal carré obtenu. Nous pouvons assimiler ce front raide à une portion de sinusöide d'équation :

$$y = a A^3 \sin \omega t$$

dans laquelle y est la tension instantanée, a l'amplitude de la tension d'entrée et ω la pulsation. Le temps de montée θ est deux fois le temps t' que met y pour passer de la valeur zéro à la tension maximum y' qui est l'amplitude du palier du signal carré.

Nous avons :

$$y' = a A^3 \sin \omega t'$$

d'où :

$$\theta = 2 t' \approx \frac{2 y'}{a A^3 \omega}$$

Dans le cas le plus défavorable, lorsque la fréquence de répétition est de 50 périodes/seconde, A est de l'ordre de 150 avec chacun des circuits utilisés et y' de l'ordre de 100 volts. Avec une tension d'entrée a de 60 volts, le temps de montée théorique est :

$$\theta \neq 0,04 \text{ microseconde.}$$

En fait, l'expérience montre que la durée réelle est beaucoup plus élevée que cette valeur calculée. Ceci provient de ce que les capacités interélectrodes et les selfs de connexions produisent une distorsion phase-fréquence du signal. Il serait possible de remédier à cet inconvénient. Nous n'en avons pas éprouvé le besoin dans ce cas particulier.

Les signaux carrés sont ensuite dérivés dans un circuit différentiateur constitué par une capacité et une résistance en série dont les valeurs sont respectivement 2 pF et

5000 ohms. On recueille aux bornes de la résistance une série de tops positifs et négatifs alternés, de faible amplitude. L'étage suivant est équipé d'une quatrième EF 42. La polarisation de ce tube est très faible de façon à ne conserver que les tops positifs après les avoir amplifiés dans les meilleures conditions possibles.

Le dernier étage a sa résistance de charge entre la masse et la cathode. Nous obtenons aux bornes de cette résistance les signaux de déclenchement désirés, c'est-à-dire des tops positifs d'amplitude 100 volts environ et de durée inférieure à 0,5 microseconde à 400 périodes/sec.. Un avantage de ce procédé de déclenchement réside dans le fait que les tops restent sensiblement identiques à eux-mêmes en amplitude comme en durée, lorsque la fréquence de répétition varie en même temps que la fréquence de référence entre 50 et 2000 périodes/seconde.

Le signal carré prélevé à l'entrée du circuit différentiateur est transmis au circuit de synchronisation du balayage de l'oscillographe et au marqueur.

Les tops de synchronisation sont différés de 2 microsecondes environ dans une ligne à retard formée de deux cellules en T à self-capacité. Les valeurs de ses éléments sont portées sur la figure 20.

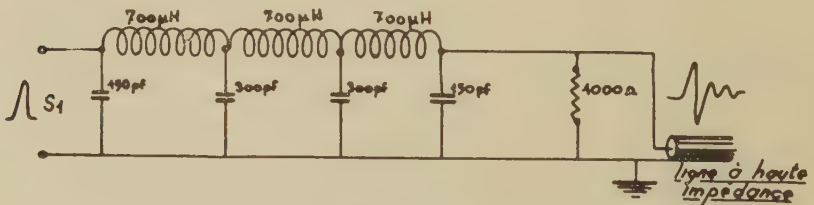


FIGURE 20.
Ligne à retard.

Il est à remarquer que les tops, à la sortie de la ligne à retard, sont accompagnés de quelques oscillations, dues à une distorsion phase-fréquence (la vitesse de propagation n'est pas la même pour toutes les fréquences), mais celles-ci ne sont pas gênantes car elles sont sans influence sur l'amorçage ou le désamorçage du tube d'entrée du générateur d'impulsions.

Remarques.

1. Avant d'utiliser ce procédé connu [53] qui consiste à dériver les signaux carrés fournis par écrêtement d'une tension sinusoïdale, des essais, en vue d'obtenir des tops très brefs, ont été effectués au moyen de multivibrateurs.

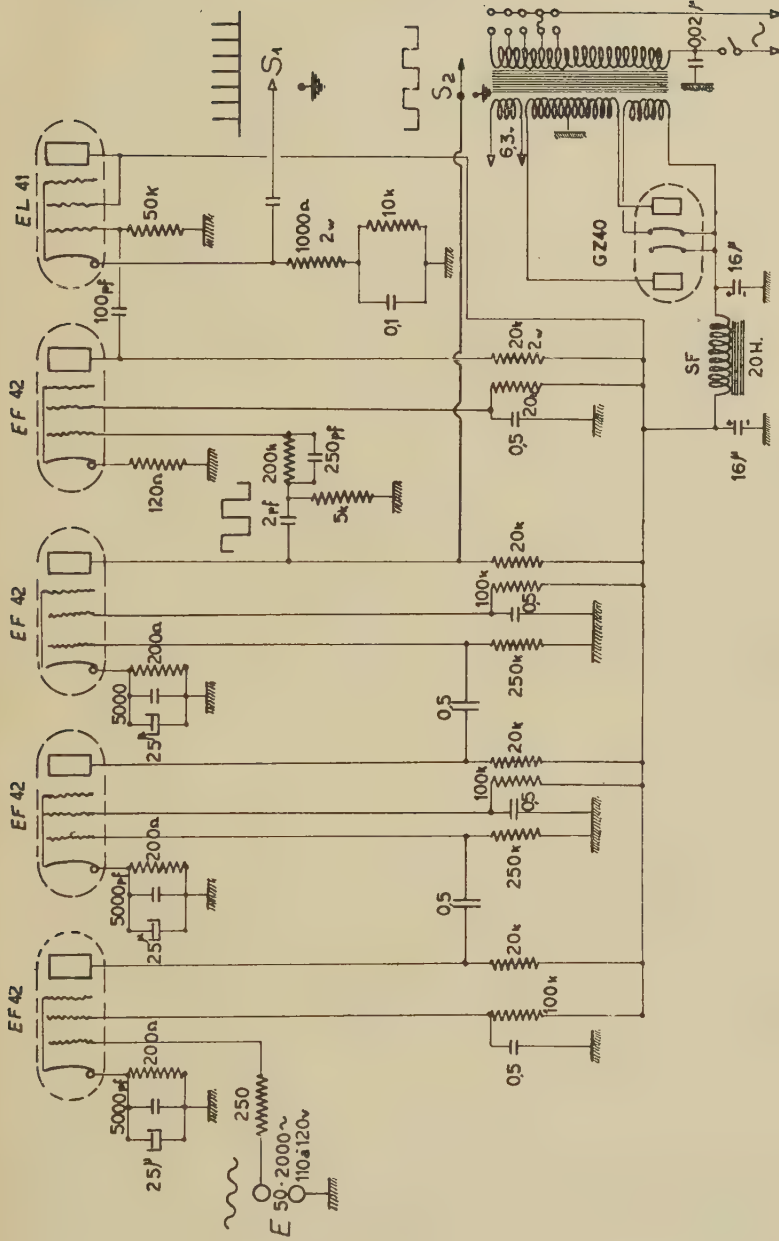


FIGURE 21.
Schéma du dispositif de déclenchement.

5°) LE GÉNÉRATEUR

Le générateur [55], comme nous l'avons dit précédemment, produit des impulsions d'ondes centimétriques. Leur modulation a la forme d'une succession de signaux carrés comme le représente la figure 23.

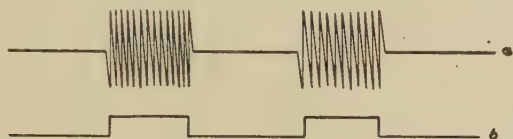


FIGURE 23.

- a) Signal issu du générateur (ultra-haute-fréquence modulée).
- b) Signal issu du modulateur (tension de commande du magnétron).

Ce générateur est formé de plusieurs ensembles de circuits : le modulateur, l'étage de puissance, les circuits de mise en marche et de contrôle. Nous les décrirons sommairement.

L'alimentation haute tension et basse tension de ces circuits s'obtient à partir du courant alternatif 400 périodes/sec. fourni par une génératrice de 1,5 kilowatt.

a) Le modulateur.

Cet organe a pour but de fournir à l'étage de puissance les impulsions de modulation dont la durée détermine le temps d'oscillation du générateur.

Ce modulateur, représenté sur la figure 24, est du type AN APS 15 A (modèle courant utilisé pendant la guerre sur les Radars équipant certains avions alliés).

Ses caractéristiques sont :

- puissance d'impulsion : 144 kilowatts (12 kv-12 ampères),
- produit durée d'impulsion, fréquence de répétition max. : 0,001,
- durée d'impulsion : 0,5, 1 ou 2 microsecondes.

Les tops de déclenchement sont appliqués à travers une ligne à retard, à la grille d'un tube 829 B polarisé en dessous du cut off. Le transformateur d'impulsions est branché de façon à faire apparaître une réaction positive entre la plaque et la grille. A chaque apparition de top, le

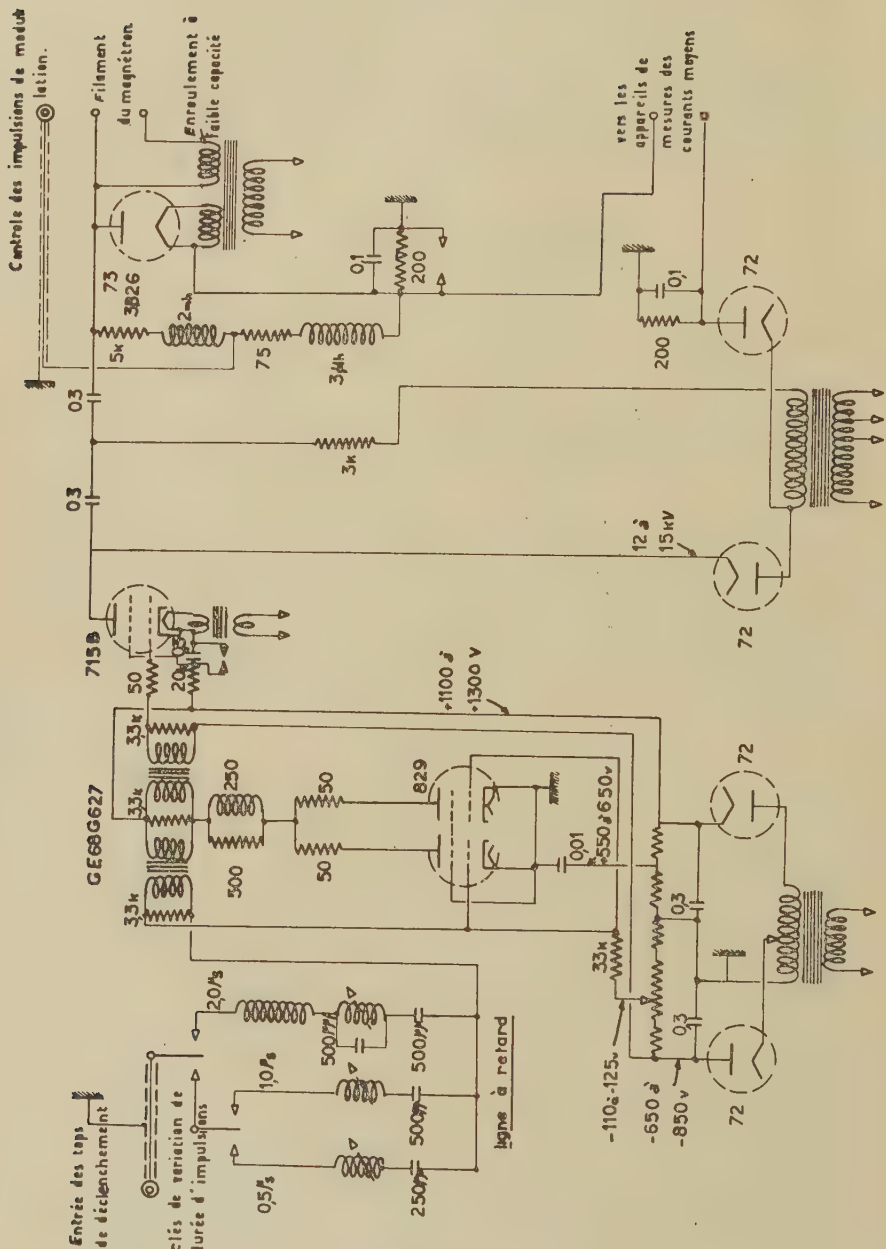


FIGURE 24.

tube s'amorce et le courant plaque atteint rapidement une valeur élevée, limitée cependant par l'inductance du circuit plaque. Le top négatif appliqué à la ligne à retard par l'enroulement grille du transformateur de l'oscillateur bloqué se réfléchit à l'extrémité de cette ligne et retourne à la grille avec une polarité négative suffisante pour arrêter le courant plaque avec l'aide de la réaction. Le tube reste ensuite non conducteur jusqu'à l'arrivée du top suivant. La longueur électrique de la ligne détermine la durée de l'impulsion.

A la sortie de ce premier étage, on dispose d'un signal carré de 1100 volts d'amplitude que l'on applique à la grille de contrôle d'un tube amplificateur 715 B., de tension de polarisation — 900 volts et de tension écran 1200 volts. Le condensateur branché entre la plaque de ce tube et la cathode du magnétron se charge à 14.000 volts entre deux impulsions. Au passage de l'impulsion suivante, l'impédance du tube tombe à 90 ohms environ et une tension négative de — 13.000 volts se trouve alors appliquée pendant un temps très bref sur le filament du magnétron.

Sur 15 ampères débités par l'alimentation, 12 sont consommés par le magnétron, les trois autres sont absorbés, d'une part, par les fuites et, d'autre part, par les résistances branchées entre le condensateur et l'alimentation. Pendant l'impulsion, le condensateur perd une faible partie de sa charge qu'il récupère pendant l'intervalle de temps qui sépare deux impulsions consécutives.

b) L'étage de puissance.

L'élément principal, le magnétron, est du type 725 A. Il comporte 12 cavités résonnantes dans un champ magnétique de 5650 oersteds produit par un aimant permanent dont l'entrefer est de 1,6 cm. L'énergie est transmise à un guide rectangulaire par une antenne reliée à une boucle de couplage placée à l'intérieur d'une des cavités résonnantes. Le guide de section $2,3 \times 1$ cm. (standard américain $0,9 \times 0,4$ inch) est terminé par une flasque (nom américain : « choke flange ») du type VG 40/U 39 U, dont le rôle consiste à introduire une ligne de longueur $\lambda/2$ en série. Le contact entre deux guides établi par l'intermédiaire de la flasque est parcouru par un courant de faible intensité. Ceci diminue la perte d'énergie qui se produit lors d'un simple raccordement bord à bord, qui peut, dans le cas de transmission de forte puissance, être le siège d'un échauffement risquant de détériorer le guide.

c) Le circuit de mise en marche et les circuits de contrôle.

La mise en marche de l'appareil s'effectue au moyen de relais. Un bouton poussoir est réservé à la mise haute tension du magnétron. Ceci permet de laisser chauffer le filament de ce tube pendant trois minutes au moins avant le déclenchement des oscillations. Dès l'application de la haute tension, une résistance est introduite en série dans le circuit de chauffage du filament du magnétron, la température du filament étant maintenue pendant la période d'oscillation grâce au choc des électrons qui retournent à la cathode. On sait en effet que les électrons qui sont accélérés par le champ des cavités résonnantes retournent à la cathode avec une forte énergie, contrairement à ceux qui sont retardés dans le champ, ces derniers étant dirigés sur l'anode après avoir fourni de l'énergie aux cavités.

On remarque sur la figure 24 qu'une petite fraction de la tension de modulation prélevée entre le filament du magnétron et la masse est appliquée aux bornes d'une fiche coaxiale intitulée « contrôle des impulsions de modulation ». Ceci permet, comme nous le verrons plus loin, de faire apparaître successivement, sur l'écran de l'oscillographe, l'impulsion de modulation et la courbe à étudier. On obtient ainsi une indication sur la durée du champ excitateur et la variation de son amplitude pendant les périodes transitoires correspondant à l'établissement et à la disparition du champ. On peut, d'autre part, situer dans le temps l'évolution du phénomène à étudier par rapport à l'application du champ.

6°) LE MONOCHROMATEUR

Nous avons utilisé, dans nos premières expériences, un monochromateur LEISS dont la luminosité et le pouvoir séparateur suffisaient pour l'étude de l'Hélium. Malheureusement, celui-ci s'étant avéré insuffisant pour l'étude du Néon dont le spectre est constitué par une série de raies rapprochées, nous avons été dans l'obligation de faire appel à un monochromateur HILGER dont nous donnerons brièvement quelques caractéristiques.

Il s'agit d'un monochromateur du type 246, constitué essentiellement par un prisme de verre de 60° et deux miroirs concaves de diamètre 7,5 cm. et de distance focale 33 cm. La fente objet étant rectiligne, la fente image présente une courbure afin d'améliorer le pouvoir séparateur.

Avec des fentes de 0,1 mm., nous avons pu séparer deux raies dont la longueur d'onde différerait de 2 Å au voisinage de 3800 Å et de 10 Å au voisinage de 6000 Å ⁽¹⁾.

Derrière la fente de sortie est placé le tube photomultiplicateur.

7°) LE PHOTOMULTIPLICATEUR ET SON ALIMENTATION

Le photomultiplicateur utilisé est un tube R.C.A. I P 21, choisi en raison de sa sensibilité et de la rapidité de sa réponse en régime transitoire. Il est enfermé dans un boîtier en aluminium de deux millimètres d'épaisseur. Tout près du culot sont disposées les résistances en série aux bornes desquelles sont branchées les diverses dynodes. Celles-ci, au nombre de 9, sont découplées les unes par rapport aux autres par des condensateurs de 0,25 microfarad, comme il est représenté sur la figure 25. La différence de potentiel entre chaque étage est de 100 volts environ, seule la plaque est portée à 200 volts par rapport à la dernière dynode.

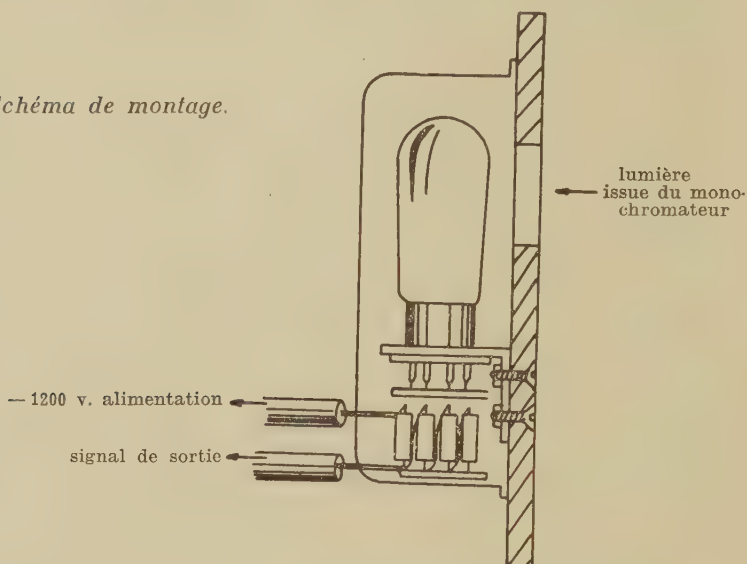
Remarque. — Au cours des expériences, il arrive que pour l'examen des raies intenses isolées au monochromateur, on dépasse la saturation du photomultiplicateur. On s'en rend compte par l'apparition d'un palier sur la courbe représentative de la variation de l'intensité lumineuse en fonction du temps relevée sur l'écran de l'oscillographe. On remédie à cet inconvénient en diminuant la tension d'alimentation (— 1200 volts) appliquée à la chaîne des résistances.

Les résistances utilisées sont des échantillons du commerce à couche de carbone. Les condensateurs sont d'origine anglaise et du type au papier métallisé. Leur tension de service est de 150 volts, sauf celle du condensateur placé entre la dernière dynode et la masse. Ils ont l'avantage bien que leur capacité soit relativement élevée (0,25 microfarad) de ne présenter qu'une self très réduite aux fréquences élevées. Cette qualité est due en grande partie à leurs petites dimensions. Le bon filtrage qui en résulte est nécessaire pour transmettre avec fidélité les signaux liés

⁽¹⁾ Le pouvoir séparateur du monochromateur Hilger n'a pas été déterminé avec précision et les valeurs données ci-dessus ne le sont qu'à titre d'indication. Nous rappelons que le monochromateur Leiss, tel qu'il a été décrit par G. DEJARDIN et Mlle SCHWEGLER [56], permet d'isoler une portion de spectre de 90 Å au voisinage de 3650 Å avec une largeur de fente de 0,3 mm. Dans ces conditions la luminosité est identique à celle du Hilger réglé comme nous l'avons indiqué ci-dessus ; on peut ainsi apprécier le grand avantage apporté par l'utilisation du Hilger.

aux variations très rapides du rayonnement émis par la décharge, dont nous parlerons plus loin.

a) Schéma de montage.



élément
photosensible

b) Schéma de principe.

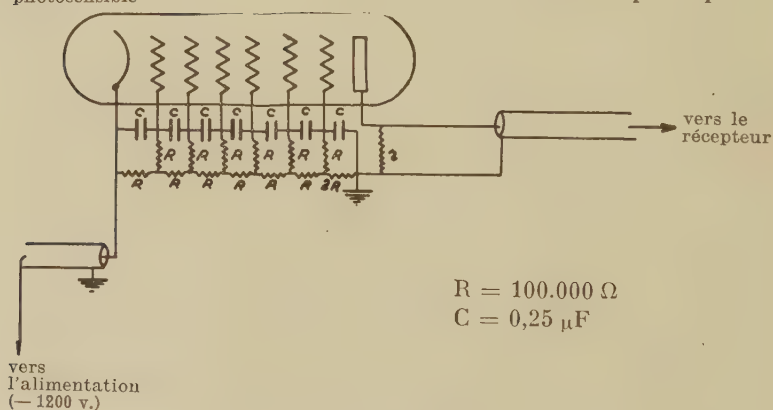


FIGURE 25.
Photomultiplicateur.

Le groupement des résistances et des condensateurs au voisinage du culot du tube est nécessaire. On doit en effet supprimer toute connexion qui risquerait d'être le siège de forces électromotrices de self induction, dues au champ parasite ambiant créé par le rayonnement du générateur d'onde centimétrique.

L'alimentation du tube dont le schéma est représenté sur la figure 26 est stabilisée au moyen d'une chaîne de néons du type 85 A 1. Cette stabilisation s'est avérée satisfaisante et nous n'avons pas jugé utile de faire appel à un dispositif plus compliqué comme celui qui est préconisé par SHERR et GERHART [57]. Les deux néons du type 4687 dis-

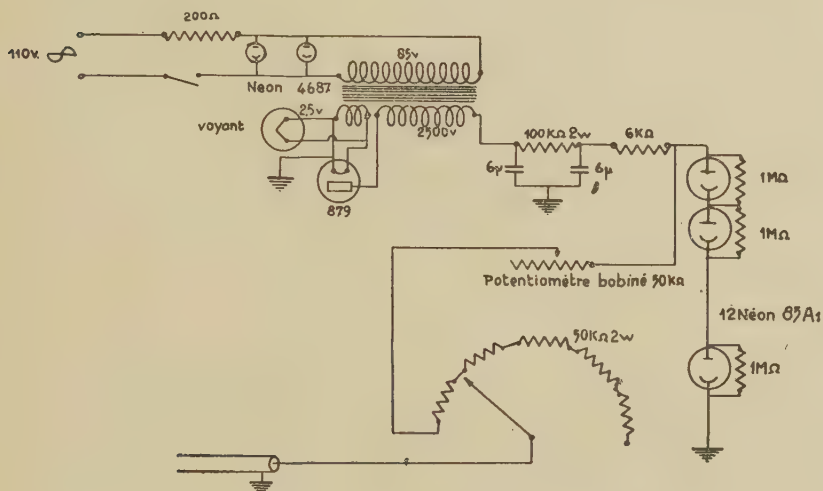


FIGURE 26.

Alimentation stabilisée de la cellule photomultiplicatrice.

posés en parallèle sur le primaire du transformateur ont pour but d'annihiler les surtensions éventuelles du secteur.

Nous donnons ci-dessous quelques caractéristiques essentielles du photomultiplicateur R.C.A. IP 21 que nous avons utilisé.

a) La linéarité.

Comme l'a indiqué COTTON [58], l'émission photoélectrique varie linéairement avec le flux lumineux incident dans un domaine extrêmement vaste. L'expérience montre, en effet, que le courant anodique I_p est proportionnel au flux à 3 % près pour :

$$10^{-3} \mu A < I_p < 10^3 \mu A$$

Dans notre montage, la résistance de charge que nous avons choisie étant de 5000 ohms, la tension aux bornes peut être comprise entre $5 \cdot 10^{-4}$ et 5 volts, ce qui permet de grandes possibilités d'emploi.

b) Le temps de réponse.

L'étude du temps de réponse des photomultiplicateurs a été l'objet de très nombreuses expériences. En 1936, HOUSTON [59] détermina au moyen d'un miroir tournant, la réponse des photocellules illuminées pendant des intervalles de temps très brefs, de l'ordre de 10^{-7} secondes. De plus, SARD [60] montra qu'il n'y avait pas de limitation de largeur de bandes d'impulsions dans les multiplicateurs d'électrons en-dessous de 10^8 p/s. MALTER [61] a étudié la décroissance de l'amplification aux fréquences supérieures.

D'après ALLEN et ENGELDER [62], les tubes R.C.A. auraient un temps de montée de l'ordre de $4 \cdot 10^{-9}$ seconde, et un temps de décroissance de $7 \cdot 10^{-9}$ seconde. On comprend ainsi le grand intérêt que présentent ces tubes pour l'étude des phénomènes transitoires de la décharge qui sera abordée plus loin.

c) Le bruit de fond.

Le bruit de fond est relativement peu gênant lorsqu'on étudie la réponse à des phénomènes transitoires, car il est bien inférieur à l'amplitude maximum instantanée du signal. Néanmoins, dans le cas où on isole des raies de faible intensité, il est nécessaire d'élargir les fentes du monochromateur afin d'augmenter l'amplitude du signal par rapport au bruit de fond.

De plus, pour augmenter le rapport signal/bruit, nous avons pris certaines précautions : le photomultiplicateur a été convenablement blindé afin d'être à l'abri du champ magnétique ambiant ; l'enveloppe de verre a été portée au potentiel de la cathode pour l'empêcher de recueillir les électrons, bien que ceux-ci puissent s'éliminer progressivement par conduction.

d) La réponse spectrale.

La courbe représentative de la sensibilité du photomultiplicateur R.C.A. IP 21 en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 27.

Nous voyons que la région de forte sensibilité est relativement peu étendue : 4200 à 5200 Å. Dans toutes les expériences qui vont suivre, nous explorerons l'intervalle de longueur d'onde compris entre 3800 Å et 5800 Å.

e) Autres caractéristiques.

- Courant d'obscurité $< 0,1 \mu\text{A}$.
- Sensibilité à 4000 Å : $74.000 \mu\text{A}/\mu\text{watt}$ — 80 Amp./Lumen.
- Coefficient d'amplification : $2 \cdot 10^6$.

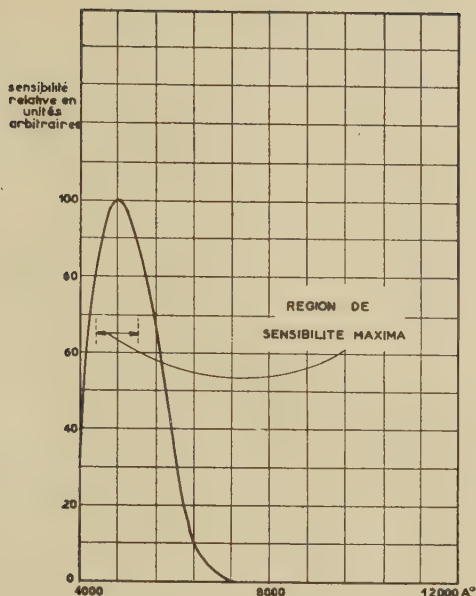


FIGURE 27.

Sensibilité spectrale du photomultiplicateur RCA 1P21
(Courbe moyenne transmise par le fournisseur).

8°) L'OSCILLOGRAPHIE ET SON AMPLIFICATEUR

Le dispositif oscillographique est constitué par un oscillographe Philips de type GM 5653 et d'un appareil enregistreur, en l'occurrence un appareil photographique « Foca » muni d'un adaptateur spécial que nous avons dû modifier pour qu'il puisse se brancher sur cet oscilloscope.

Nous avons utilisé l'amplificateur incorporé à l'oscilloscope, celui-ci convenant très bien à l'amplification des phénomènes périodiques que nous avons à analyser.

Ses caractéristiques principales dans les conditions où nous l'avons utilisé sont :

- a) Bande passante : 1 C./sec. à $7 \cdot 10^6$ C./sec.
- b) Sensibilité : 0,015 volt eff./cm. pour l'amplification maximum.
- c) Amplification 800. Dispositif d'atténuation par plots 1/1, 1/10 et 1/100 et progressif 1/13.
- d) Impédance d'entrée : 1 M Ω .
- e) Synchronisation.

En ce qui concerne la synchronisation du balayage de l'oscillographe, sur la fréquence des impulsions du générateur, nous avons rencontré quelques difficultés. Comme nous l'avons indiqué précédemment, à chaque raie ou bande du rayonnement à analyser correspond une courbe de variation de lumière en fonction du temps. Le phénomène se reproduisant d'une manière identique à chaque impulsion, les courbes qui apparaissent à intervalles réguliers sur l'écran de l'oscillographe doivent se superposer exactement les unes aux autres. Pour arriver à ce but, nous avons essayé de placer le contacteur « synchro » de l'oscillographe sur la position « externe » et d'appliquer la tension sinusoïdale de référence (se reporter au paragraphe 4 de la 2^e Partie) aux bornes de synchronisation de l'oscillographe. Ce procédé a dû être abandonné par suite d'une forte instabilité de la courbe représentée sur l'écran de l'oscillographe.

D'autre part, la synchronisation au moyen d'impulsions brèves (nous avons essayé notamment d'utiliser les impulsions de déclenchement du générateur) s'est avérée insuffisante, l'accrochage du balayage de l'oscillographe étant à peu près impossible. C'est pourquoi nous avons été conduit à utiliser pour la synchronisation les signaux carrés prélevés dans le dispositif de déclenchement, juste avant le différentiateur (cf. 2^e Partie, paragraphe 4). Ceux-ci sont appliqués avec une tension de 100 volts aux bornes « synchro » de l'oscillographe, le bouton « synchro » étant placé sur la partie monocourse, position telle que le balayage soit déclenché à chaque signal. Cet artifice a conduit à une très bonne synchronisation et à un balayage suffisamment linéaire. Le défaut de linéarité est d'ailleurs peu gênant en raison de l'utilisation d'un dispositif de marquage. Celui-ci est décrit en détail dans le paragraphe suivant.

9°) LE DISPOSITIF DE MARQUAGE

Ce dispositif a pour but de situer dans le temps le phénomène transitoire à étudier, par rapport aux impulsions qui lui donnent naissance, et d'en déterminer la durée. Le marquage consiste à graduer l'axe des temps en faisant apparaître des repères sur la courbe qui représente le phénomène. On arrive à ce résultat en provoquant l'extinction du tube cathodique de l'oscillographe pendant un temps très court, à des intervalles de temps égaux, au moyen d'un multivibrateur dont le schéma est représenté sur la figure 28. Ce dernier a été prévu pour osciller sur 1 ou 2 mégacycles/seconde suivant que l'on désire un marquage en micro-

secondes ou en demi-microsecondes. Il est déclenché par les signaux carrés prélevés, comme ceux qui synchronisent le balayage de l'oscillographe, aux bornes d'entrée du circuit différentiateur à résistance capacité du dispositif de déclenchement (Chap. II, Parag. 4).

Ces signaux sont dérivés (au sens mathématique) au moyen d'une résistance de 10.000 ohms et d'un condensateur de 250 picofarads. La diode EB 41 a pour but de supprimer toutes les impulsions positives, les impulsions négatives étant seules nécessaires au déclenchement du multivibrateur. Ce dernier est du type classique. Il est constitué de deux tubes EF 42. Le signal produit est amélioré grâce à la diode EA 50 qui a pour but de ne laisser passer que les impulsions négatives. Le tube EL 41 travaillant en amplificateur produit le signal figuré sur le schéma, c'est-à-dire de fortes impulsions négatives qui, appliquées au wehnelt du tube de l'oscillographe, provoquent l'extinction du spot à chaque retour du balayage et de faibles impulsions négatives correspondant aux tops de marquage.

Ce dispositif n'a pu être réalisé qu'après de nombreux essais infructueux. On sait, en effet, que les multivibrateurs présentent le défaut, qui peut d'ailleurs être une qualité dans certains cas, de se synchroniser sur n'importe quelle onde périodique. Celui-ci se traduisait par un entrainement de la fréquence propre d'oscillation par la fréquence de déblocage, bien que ces fréquences soient très différentes, l'une étant de l'ordre du mégacycle et l'autre comprise entre 50 et 2000 p/s.

Le dispositif ci-dessus, grâce à un blindage soigné, une disposition convenable des différents organes, des connexions courtes et un asservissement, c'est-à-dire une tension de déblocage, de puissance aussi faible que possible, nous a conduit à un résultat satisfaisant. Les tensions continues nécessaires à l'alimentation ont été stabilisées au moyen de quatre néons OA 2, afin de diminuer dans la mesure du possible les dérives de fréquence dues aux variations du réseau alternatif d'alimentation.

La fréquence d'oscillation a été réglée une fois pour toutes au moyen d'un fréquencemètre étalon. Le fait de pouvoir faire apparaître les impulsions de modulation du magnétron sur l'écran de l'oscillographe permet de contrôler l'étalonnage du multivibrateur. En effet, ces impulsions sont de forme carrée et ont une durée rigoureusement constante et définie, déterminée par une ligne à retard, comme nous l'avons vu précédemment (Parag. 5, a, Chapitre II).

10°) LES SPECTROGRAPHES

Les deux spectrographes que nous avons utilisés sont :

1. L'un à optique de verre (Flint $n_r = 1,667$) : spectrographe HUET, modèle B II, ouverture F/4,7.

La dispersion est de 13 Å au mm. vers 4100 Å et de 66 Å au mm. vers 6500 Å.

2. L'autre, un ancien spectrographe à optique de quartz, construit au laboratoire. Nous l'avons amélioré en le fixant sur un socle rigide et en disposant, sur les différents organes mobiles, des règles et des tambours gradués pour faciliter les réglages et le repérage ; nous avons, en outre, remplacé la fente par une fente HUET.

La dispersion est de 10 Å au mm. vers 2400 Å et de 50 Å au mm. vers 4100 Å.

11°) LA CANALISATION A VIDE

Elle est constituée par une rampe longitudinale terminée à une extrémité par le récipient dans lequel on effectue les essais, à l'autre extrémité par une pompe à diffusion d'huile.

Le vide primaire (1/50 mm. de Hg) est obtenu par une pompe à palette CGR.

Sur la rampe sont soudés, par l'intermédiaire de deux robinets, les générateurs de gaz (oxygène, azote) et les ballons remplis de gaz pur provenant de la Société « Air Liquide » et enfin une jauge à mercure de Mac LEOD de 125 cm³.

Dans la rampe sont disposés des pièges : pièges à air liquide et à charbon actif, récipients contenant de la potasse et de l'anhydride phosphorique...

La figure 29 (p. 78) montre la disposition des différents organes.

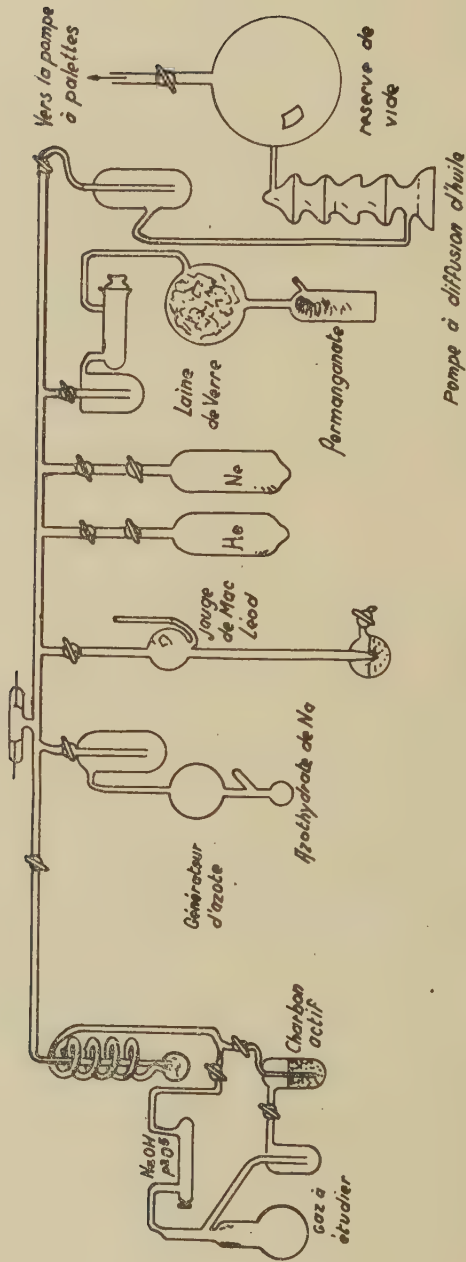


FIGURE 29.
Schéma de la canalisation à vide.

LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les recherches effectuées à l'aide du dispositif décrit précédemment portent sur les gaz suivants : hélium, néon, azote et oxygène. En ce qui concerne les mélanges gazeux, nous avons retenu le mélange azote-néon. Celui-ci est particulièrement intéressant, car il a permis de mettre en évidence des radiations correspondant à des niveaux de vibration très élevés de la molécule d'azote ionisée dues, comme nous le verrons, à un échange d'électrons s'effectuant, dans ce cas particulier, entre la molécule neutre d'azote et l'atome ionisé du néon.

GÉNÉRALITÉS

1°) Localisation du champ et de la décharge.

Le ballon dans lequel on a introduit le gaz ou le mélange gazeux à étudier, suivant un procédé qui sera décrit dans chaque essai particulier, est placé à l'embouchure du guide ou d'un cornet directif fixé à l'extrémité de celui-ci. La paroi du ballon, opposée au guide, est recouverte d'un vernis conducteur (vernis à l'argent provenant de la firme DUPONT DE NEMOURS). Le miroir ainsi constitué permet de réfléchir les ondes et de créer une surtension au centre du récipient. Il s'ensuit que dans le cas général, il se produit deux domaines de décharge, l'un localisé près de la paroi, à l'embouchure du guide, l'autre isolé au centre du ballon.

2°) Calcul du champ.

La valeur du champ à l'intérieur du récipient est différente en chaque point de l'espace et est par conséquent très difficile à déterminer, d'autant plus qu'elle varie au cours

du temps, pendant la décharge, suivant une loi différente en chaque point de l'espace. L'augmentation dans le temps de la concentration ionique produit en effet, comme nous l'avons vu (1^{re} Partie, paragraphe II), une diminution de l'impédance de charge, d'une part, ce qui entraîne une diminution de l'intensité globale du champ par réflexion de l'onde sur la charge d'espace et d'autre part, modifie les surfaces équipotentielles à l'intérieur du récipient.

Dans le cas particulier où l'embouchure du guide est appliquée contre la paroi du ballon, l'aspect lumineux de la décharge indique, notamment pour des gaz à des pressions élevées (de l'ordre de quelques cm. de Hg), que le champ est maximum contre la paroi au voisinage de la partie commune.

Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'amplitude maximum du champ qu'il est possible d'avoir dans le récipient, nous allons déterminer le champ maximum à l'intérieur du guide en supposant ce dernier terminé sur son impédance caractéristique.

a) MODE DE PROPAGATION DE L'ONDE DANS LE GUIDE.

La longueur d'onde de coupure λ_c (longueur d'onde maximum pouvant se propager dans le guide considéré) est déterminée au moyen de la formule classique :

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}}$$

dans laquelle m et n sont des nombres entiers et a et b respectivement le grand côté du guide, soit $a = 2,30$ cm., et le petit côté, soit $b = 1,02$ cm.

Les ondes ayant une longueur d'onde inférieure à la fréquence de coupure peuvent seules se propager. Or λ_c est maximum pour $m = 1$ et $n = 0$; ceci conduit à $\lambda_c = 2a = 4,6$ cm. et cette solution est la seule qui réponde aux conditions.

$$\lambda_c > \lambda$$

avec :

$$a = 2,3 \text{ cm} \quad b = 1,02 \text{ cm} \quad \lambda = 3,2 \text{ cm} \quad m \text{ et } n \text{ entiers.}$$

Le seul mode de propagation possible est donc le mode $H_{mn} = H_{10}$.

b) CALCUL DE LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE GUIDE.

L'étude de la propagation dans les guides nous conduit à la formule classique :

$$\frac{1}{\lambda_g} = \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_0^2}}.$$

En remplaçant λ et λ_0 par leurs valeurs respectives, 3,2 cm. et 4,6 cm., nous obtenons :

$$\lambda_g = 4,44 \text{ cm.}$$

c) CALCUL DE L'IMPÉDANCE CARACTÉRISTIQUE DU GUIDE.

Nous utiliserons la formule classique :

$$Z_c = 120 \pi \frac{\lambda_g}{\lambda} = 525 \text{ ohms.}$$

d) CALCUL DU CHAMP A LA SORTIE DU GUIDE.

Le guide étant supposé terminé sur son impédance caractéristique, repérons-le dans l'espace par trois axes rectangulaires Ox, Oy, Oz (figure 30).

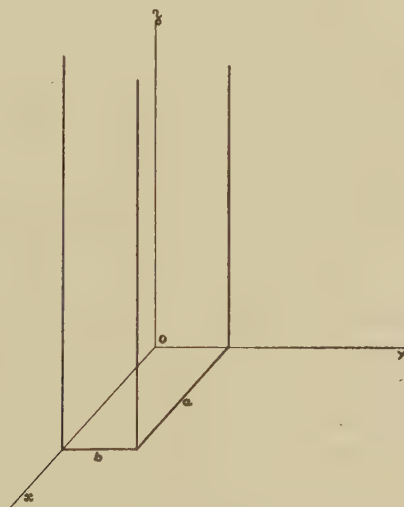


FIGURE 30.

Les solutions des équations de MAXWELL, dans le guide rectangulaire, nous donnent les composantes de l'onde progressive H_{10} :

$$E_y = - \frac{j \omega \mu a H_0}{\pi} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi z}{\lambda_g} \right),$$

$$H_x = j \frac{2 H_0 a}{\lambda_g} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi z}{\lambda_g} \right),$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi z}{\lambda_g} \right)$$

formules dans lesquelles μ est la perméabilité de l'air et ω la pulsation du générateur.

Calculons la différence de potentiel V entre les deux grandes faces :

$$V = E_y dy = - \frac{j \omega \mu a b}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi z}{\lambda_g} \right).$$

Nous voyons que V est maximum pour $x = a/2$, c'est-à-dire au milieu du guide.

La tension maximum efficace est :

$$V_{\text{max. eff.}} = \frac{\mu \omega a b H_0}{\pi \sqrt{2}}.$$

Nous éliminerons H_0 en faisant intervenir la puissance du générateur.

Le vecteur de POYNTING est :

$$P = E_y \wedge H_x$$

$$P = \frac{2 \omega \mu a^2 H_0^2}{\pi \lambda_g} \sin^2 \frac{\pi x}{a} \cos^2 \left(\omega t - \frac{2 \pi z}{\lambda_g} \right)$$

Ecrivons que la puissance transmise au temps t à l'embouchure du guide $z = 0$ est égale au flux du vecteur de POYNTING à travers la section du guide :

$$W = \int \int_S P ds = \frac{2 \omega \mu a^2 H_0^2 b}{\pi \lambda_g} \cos^2 \omega t \int_0^a \sin^2 \frac{\pi x}{2} dx,$$

$$W = \frac{\omega \mu a^2 H_0^2 b}{\pi \lambda_g} \cos^2 \omega t.$$

La puissance moyenne est donc :

$$W_{\text{moy.}} = \frac{1}{T} \int_0^T K \cos^2 \omega t \, dt$$

en posant :

$$K = \frac{\omega \mu a^3 H_0^2 b}{\pi \lambda_g}$$

avec :

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$W_{\text{moy.}} = K/2 = \frac{\omega \mu a^3 H_0^2 b}{2\pi \lambda_g}$$

Or, nous connaissons la puissance du magnétron, soit 4.10^4 watts. Nous avons donc :

$$H_0 = \sqrt{\frac{2\pi \lambda_g \cdot 4.10^4}{\omega \mu a^3 b}}$$

La formule précédente donnant $V_{\text{max. eff.}}$ devient, en remplaçant H_0 par cette valeur :

$$V_{\text{max. eff.}} = 4200 \text{ volts.}$$

3°) Conditions et aspect de la décharge.

Tous nos essais se rapportent, en général, à la décharge provoquée dans un récipient par des impulsions d'ondes centimétriques de 400 périodes de répétition et de 2 microsecondes de durée.

Lorsque les conditions effectuées dans quelques cas particuliers seront différentes, elles seront, chaque fois, signalées.

L'aspect de la décharge varie avec la pression. Plus la pression du gaz contenu dans le récipient placé à l'embouchure du guide est élevée, plus la décharge est localisée près de la paroi. Elle se présente sous la forme de deux lobes tangents dont les dimensions varient en sens inverse de la pression [63].

La surtension créée au centre du ballon par l'argenture de la paroi opposée au guide, engendre une décharge localisée au centre du ballon dans le cas de l'hélium. On n'a pu mettre en évidence une décharge analogue avec les autres gaz particuliers que nous avons étudiés.

4°) Etude du rayonnement.

Le rayonnement est analysé, comme nous l'avons dit, par stroboscopie et au moyen d'un monochromateur.

Ce deuxième procédé permet l'examen de la variation de l'intensité spectrale dès l'amorçage de la décharge et est particulièrement intéressant pour l'étude de la postluminescence due à la recombinaison, pendant un intervalle de temps qui peut être choisi à volonté entre une et plusieurs dizaines de microsecondes.

Nous signalons, en outre, que nous sommes les premiers [64] à avoir utilisé ce procédé sélectif mis au point par nous-mêmes, et que tous les expérimentateurs (et en particulier BAYET [65], CRAIG et CRAGGS [66]) qui ont étudié jusqu'ici le rayonnement des décharges impulsionnelles au photomultiplicateur se sont bornés à observer l'évolution dans le temps du rayonnement global émis pendant ou après décharge et non celle de l'intensité de chacune des raies ou bandes constituant le spectre.

Des examens sélectifs intéressants ont cependant été effectués par les chercheurs du M.I.T. au moyen de filtres et par HERMAN [67] au moyen du phosphoroscope de R. P. LEJAY. Ces deux procédés présentent, le premier, une sélectivité inférieure au nôtre, le deuxième, un temps de réponse d'un ordre de grandeur bien supérieur.

ETUDE DE L'HÉLIUM

1°) Préparation.

Nous avons obtenu l'hélium, soit à partir d'une bouteille d'hélium comprimé du commerce, soit à partir d'une ampoule fournie par la Société « Air Liquide ».

Notre moyen de purification est le suivant :

Le récipient est mis en communication permanente avec une enceinte contenant de l'anhydride phosphorique, de la soude caustique et un piège à charbon actif (granulés de noix de coco).

Le récipient est porté à 480° pendant une heure sous vide au moyen d'un four électrique. Le charbon actif est chauffé en même temps progressivement jusqu'à 400°, au moyen d'un second four électrique pendant que le pompage de l'ensemble s'effectue en permanence. Les ions, molécules ou atomes adhérant encore aux parois sont ensuite arrachés au moyen d'une décharge sans électrode produite par une bobine Ruhmkorff. Cette seconde opération s'effectue après remplissage, sous pression réduite, du récipient avec de l'hélium.

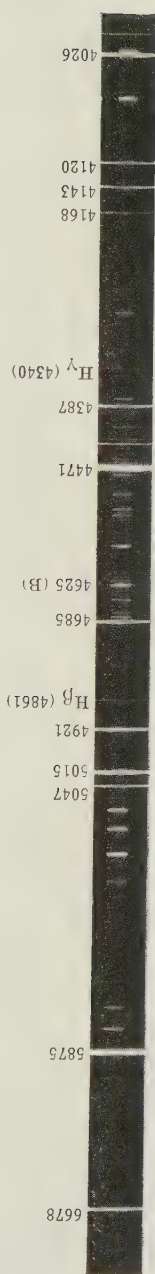


FIGURE 31.

Spectre du rayonnement émis pendant l'impulsion par la décharge dans l'hélium à la pression de 0,9 mm.

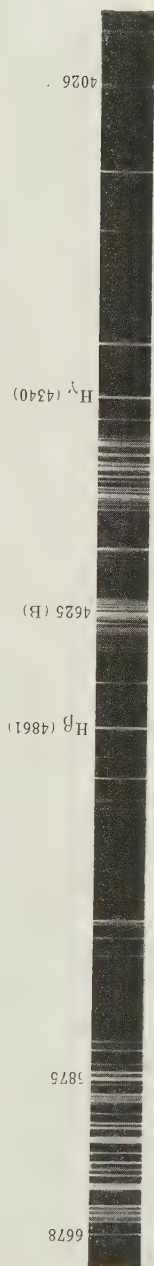


FIGURE 32.

Spectre de l'hélium pendant la postluminescence (350 μ s après l'impulsion), $p = 15$ mm.

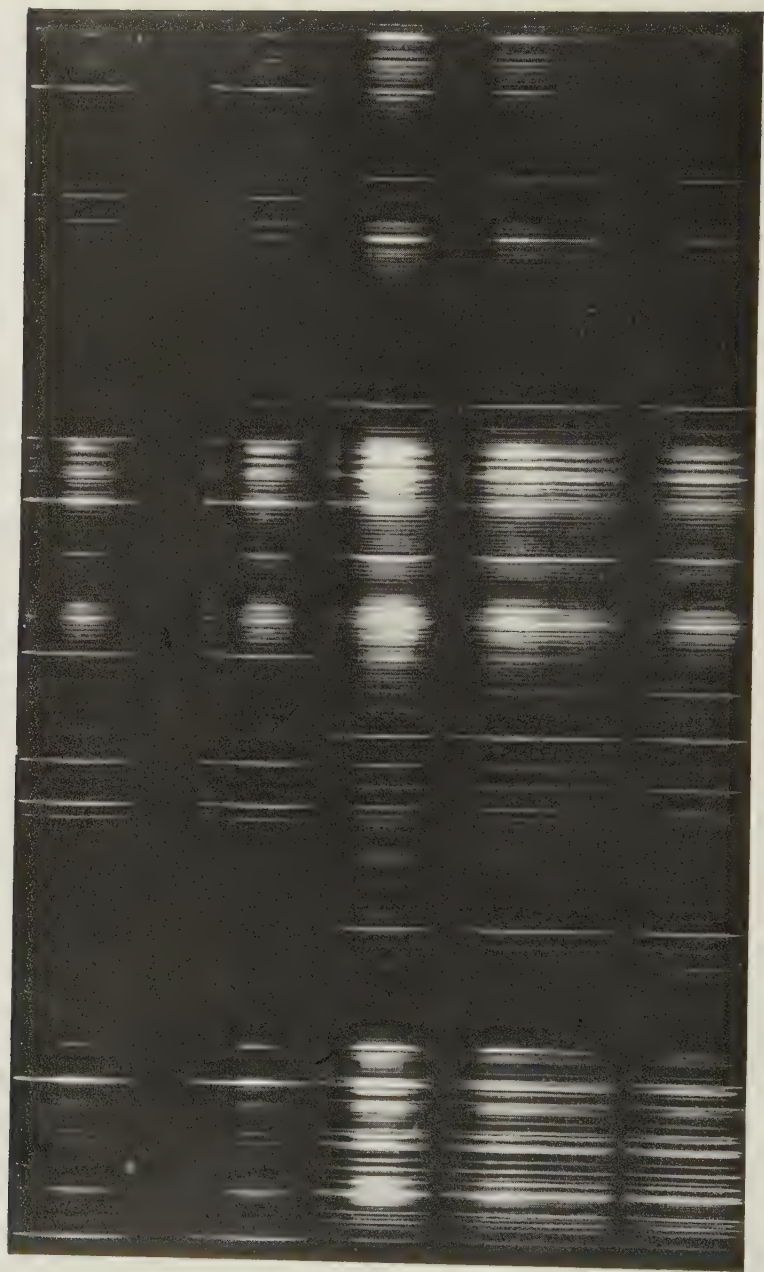


FIGURE 33.

Evolution du spectre de l'hélium pendant la période de postluminescence (tache centrale, $p = 15$ mm.).

Après avoir fait le vide définitif ($< 10^{-6}$) le gaz est introduit à la pression désirée. On place ensuite le piège à charbon actif dans l'air liquide. Au bout d'une heure, le gaz est prêt pour l'emploi.

2°) Aspect de la décharge.

Sous pression réduite $p < 5$ mm., la couleur de la décharge examinée visuellement au stroboscope est rosée pendant l'excitation, puis vire brusquement au violet et s'estompe graduellement pendant la période de postluminescence.

Sous pression plus élevée, la postluminescence apparaît beaucoup plus rouge et sa durée plus courte. La lumière disparaît complètement à la fin de l'intervalle qui sépare deux impulsions consécutives.

Remarque. — Lorsque le gaz n'est pas parfaitement pur (proportion d'impuretés dépassant par exemple 10^{-5} à 10^{-4}), la postluminescence violacée ou rouge vire au blanc laiteux légèrement jaunâtre. Cette teinte caractéristique des impuretés pour tous les gaz que nous avons étudiés semble due à des produits carbonés.

Sous pression réduite, tout le volume du récipient est illuminé. Lorsqu'on élève la pression de quelques millimètres à 2 cm. de mercure, la décharge se localise de plus en plus, à la fois près de la paroi et au centre du récipient.

Signalons, en outre, que pendant la période de postluminescence, les domaines d'émission lumineuse, très localisés à la cessation des impulsions excitatrices, augmentent de volume progressivement entre deux impulsions consécutives. Cet effet, dû à la diffusion, permet d'apprécier l'importance de la constante de temps de ce phénomène par rapport à la durée de la période transitoire qui nous intéresse. Cette dernière n'excède généralement pas 30 à 50 microsecondes, et c'est seulement pour l'étude spectrale que nos essais s'effectuent pendant tout l'intervalle de temps qui sépare deux impulsions consécutives, soit 2500 microsecondes.

3°) Examen des spectres.

Examinons successivement les spectres de la décharge localisée près de la paroi et ceux de la tache située au centre du récipient.

a) PAROI.

Nous avons en général un spectre de raies (systèmes de simples et de triplets de He) superposé au spectre de bandes de He_2 .

A la pression de 0,9 mm., qui est la plus basse à laquelle nous avons pu maintenir une décharge stable, l'importance relative des deux spectres évolue peu pendant toute la période de postluminescence. Le spectre global du rayonnement émis est représenté sur la figure 31.

Aux pressions plus élevées, 15 mm. par exemple, le spectre moléculaire devient beaucoup plus important que le spectre atomique 300 microsecondes après la fin de l'impulsion excitatrice (Figure 32).

Ceci montre que la couleur rouge de la postluminescence aux pressions élevées est due à l'émission des bandes de He_2 .

b) TACHE CENTRALE.

Le spectre global relevé à différents stades de la postluminescence est analogue au précédent. La figure 33 montre les spectres obtenus au bout de 0, 400, 500, 600, 700 microsecondes.

Remarque. — Nous rappelons que le disque stroboscopique intègre le rayonnement émis pendant une période de 400 microsecondes environ lorsque la fréquence de répétition des impulsions est de 400 p/s. Cette fréquence de répétition est la même pour tous les essais, sauf dans des cas particuliers qui seront signalés. La durée des impulsions lorsqu'elle n'est pas mentionnée est de 2 microsecondes.

4°) Examen des courbes.

Les courbes dépendent de la radiation étudiée. On peut toutefois les classer en deux catégories.

Les unes présentent un maximum accusé pendant l'impulsion, ainsi qu'un deuxième maximum plus ou moins accentué au début de la postluminescence (Figure 34 (a)) ; ce sont celles des raies. Les autres, qui ont pour type les courbes représentées figure 34 (b), correspondent aux bandes de He_2 , dont l'intensité n'est vraiment appréciable qu'après la fin de la décharge. Les courbes en pointillé représentent la variation simultanée du champ exciteur.

A. — RAYONNEMENT DE LA RÉGION PROCHE DE LA PAROI.

1. Raies de l'atome.

Les courbes seront définies par quatre constantes :

— L'intervalle de temps θ compris entre le deuxième maximum I et la fin de l'impulsion.

— Les constantes de temps τ_0 et τ de la décroissance, dans les deux parties descendantes de la courbe après la fin

de l'impulsion (temps au bout duquel l'intensité lumineuse est réduite dans le rapport $1/e$).

— Le rapport $r = I/I_0$ des intensités maxima.

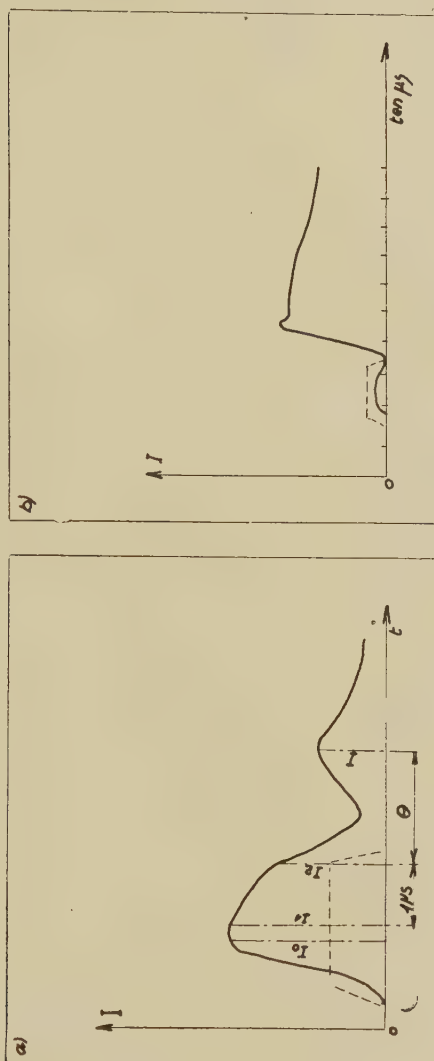


FIGURE 34.
Courbes $I = f(t)$ relatives :

- a) aux raies de l'hélium,
- b) aux bandes de l'hélium.

— Le rapport $P = I_1/I_2$ qui caractérise la courbe d'intensité lumineuse pendant l'impulsion, I_1 et I_2 étant respectivement les valeurs de l'intensité, une microseconde avant la cessation du champ et en fin d'impulsion.

Les résultats obtenus à partir des oscillogrammes ont été reportés sur le tableau II. Les emplacements vierges correspondent à des valeurs qui n'ont pu être mesurées, soit parce que les clichés manquaient de netteté, soit parce que les courbes ne pouvaient se prêter à la mesure considérée. Il est impossible, par exemple, de mesurer τ_0 aux pressions élevées en raison de l'importance de la postluminescence qui est intense dès la fin de l'impulsion excitatrice.

La précision des mesures n'excède pas $\pm 20 \%$. Il faut en effet tenir compte d'une erreur possible due :

— Au déphasage qui peut éventuellement se produire lorsqu'on branche l'entrée de l'oscillographe soit au photomultiplicateur, soit à la sortie de la modulation du magnétron, afin d'obtenir les deux courbes sur le même cliché.

— Au bruit de fond qui devient important lorsqu'on étudie des raies faibles.

— A l'incertitude du pointé dans l'évaluation des distances (mesurées au compas sur les agrandissements des clichés photographiques), lorsque ce pointé doit s'effectuer sur des parties de la courbe où la pente est très forte (c'est le cas de la mesure de τ_0 par exemple).

— Au multivibrateur servant au marquage en microsecondes, celui-ci ne prenant sa fréquence définitive que trois ou quatre microsecondes après son déclenchement.

Etudions les variations des différents paramètres.

a) *Variations de θ .*

Il semble que, aux erreurs de mesures près, θ soit indépendant de la radiation considérée. Il dépend par contre de la pression et on peut admettre, d'après le tableau III, que θ varie comme la puissance 0,75 de la pression.

$$\theta (p)^{0,75} = 6 \pm 20 \%.$$

Signalons que BAYET avait trouvé $\theta p = \text{Cte}$ [65].

b) *Variations de r .*

r augmente en même temps que le niveau d'excitation dans une série spectrale donnée. r est plus élevé dans le cas des raies ($p - d$) que dans celui des raies ($s - p$). Les figures 35 et 36 représentent deux exemples de courbes obtenues à la pression de 15 mm. La première est relative à la raie $2S - 3P$ (5015 Å) et la seconde à la raie $2p_1 - 6d$ (3819 Å). On voit sur le deuxième cliché que le maximum d'intensité en postluminescence est supérieur à celui qu'on observe pendant la décharge. Ceci ne semble pas anormal puisque, comme nous l'avons vu, les émissions sont liées à deux phénomènes très différents, la première à une excitation par chocs électroniques et la deuxième à la recombinaison.

c) *Variations de τ_0 .*

La constante de temps de la décroissance lumineuse immédiatement après l'impulsion ne varie pratiquement pas avec la pression et ne dépend pas de la radiation considérée ; elle est de l'ordre de 1 microseconde.

d) *Variations de τ .*

τ varie en raison inverse de la racine carrée de la pression et croît en même temps que le niveau d'excitation dans une même série spectrale. Aux pressions élevées, τ dépend peu de ce niveau.

e) *Variations de P .*

P ne dépend pas de la pression, mais augmente avec le niveau dans une même série spectrale, comme l'indiquent les valeurs moyennes portées dans la dernière colonne du tableau II.

2. Bandes de la molécule He_2 .

Les bandes de He_2 ne sont nettement visibles qu'aux pressions élevées (de l'ordre de 10 mm.).

Le résultat le plus marquant que nous ayons obtenu est que les bandes moléculaires n'apparaissent pratiquement pas en présence du champ excitateur. La figure 37 représente la photographie de la courbe donnant la variation de l'intensité de la tête de bande $\lambda = 4625 \text{ \AA}$ de He_2 sous 15 mm. de pression. (Les intervalles compris entre les points de repère sont de 1 microseconde).

Le tableau IV donne les valeurs de la constante de temps de décroissance τ de la postluminescence pour les têtes des trois bandes les plus intenses. On voit que la constante τ des bandes est plus grande que celle des raies. A la pression de 15 mm. par exemple, τ est voisin de 19 microsecondes pour la bande $\lambda = 5733 \text{ \AA}$ ($3 \Delta u \rightarrow 3 \Pi_g$) alors que pour les raies de la série ($2p^3 \text{Po} - m d^3 \text{D}$) τ reste de l'ordre de 4,5 microsecondes lorsque m passe de 3 à 6 [64].

L'influence de la pression est identique à celle qui a été observée pour les raies atomiques. Enfin dans une même série de RYDBERG ($np \pi^3 \Pi_g \rightarrow 2s \sigma^3 \Sigma^+u$) τ croît en même temps que n .

B — RAYONNEMENT DE LA RÉGION CENTRALE (TACHE CENTRALE).

a) *Raies de l'atome.*

Par rapport à la décharge localisée près de la paroi, la postluminescence est beaucoup moins marquée. La valeur de θ est la même. Le rapport r bien inférieur, est la plupart du temps tellement faible qu'il ne peut être mesuré que pour les raies présentant une forte postluminescence (c'est-à-dire de niveau élevé dans une même série).

TABLEAU II

Valeurs de θ , τ_0 , τ , r et P relatives aux raies de l'hélium (décharge localisée près de la paroi).

λ	appellation	$p = 0,9 \text{ mm Hg}$					$p = 2 \text{ mm Hg}$					$p = 4,5 \text{ mm Hg}$				
		θ	r	τ_0	τ	P	θ	r	τ_0	τ	P	θ	r	τ_0	τ	P
5015 (1)	2S-3P	6,6	0,04		11,5		3,2	0,027	0,95		1,6	1,8			3,7	
3964 (1)	2S-4P						3,8	0,12		5,4	1,55					
3613 (1)	2S-5P						4,1	0,27		11	2					
5875 (2)	2p _i -3d	5,3	0,2		16	1	3,9	0,25	1,05	7		1,55	0,8		7,2	1,1
4471 (2)	2p _i -4d						4	0,25		5,3	1,5	1,9	1,25		5,4	1,6
4026 (2)	2p _i -5d	7,5	0,37	0,9	23	1,66	4	0,32	1	5,5	1,6					
3819 (2)	2p _i -6d					1,5					1,66					
3888 (2)	2s-3p _i	6,3	0,055	1,05	6,8		3,7	0,1	1	3,1	1,45	1,05	0,4		1,5	1,31
3187 (2)	2s-4p _i	5,6	0,29		5,25		3,9	0,22		4,9						
6678 (1)	2P-3D						3,2	0,12		4,9	1,52					

$\theta \rightarrow 6,3$

3,75

1,57

(1) système de simplets

(2) système de triplets

TABLEAU II (suite)

λ	appellation	$p = 14 \text{ mm Hg}$					$p = 15 \text{ mm Hg}$					$\overline{P}$
		θ	r	τ_0	τ	P	θ	r	τ_0	τ	P	
5015 (1)	2S-3P	0,9	0,29		2,1	1,54	0,85	0,4		2,7	1,53	1,55
3964 (1)	2S-4P	0,9	0,73		5,3	1,65	1	0,77		4,8		1,6
3613 (1)	2S-5P	0,8	0,94		4	1,85	0,85	1,16		4,8		1,9
5875 (2)	2p ₁ -3d	0,8	0,62		3,7	1,2	1,1	0,9		4,2	1,18	1,1
4471 (2)	2p ₁ -4d	1,05	1,1		4,25	1,52	0,8	1,36		4,1	1,55	1,55
4026 (2)	2p ₁ -5d	1,05	1,56		4,4	1,8	0,9	1,63		8,3	1,7	1,7
3819 (2)	2p ₁ -6d					1,5					1,45	1,55 (3)
3888 (2)	2s-3p ₁	0,62	0,3		1,5	1,7	0,6	0,43		1,6	1,65	1,55
3187 (2)	2s-4p ₁	0,7	0,58		2,3	1,75	0,8	0,72		2,2	1,9	1,8
6678 (1)	2P-3D	0,9	0,45		3,1	1,4	0,85	0,78		3,2	1,3	1,4

$$\overline{\theta} \rightarrow 0,86$$

0,86

- (1) système de simplets
 (2) système de triplets
 (3) très forte postluminescence

Quelques valeurs de τ_0 ont été portées sur le tableau IV. (Ces valeurs de τ_0 sont légèrement supérieures aux précédentes, principalement aux basses pressions (pression < 1 mm.).

Sur la figure 38 est reproduite à titre d'exemple la photographie des deux courbes relatives à la raie $\lambda = 4921 \text{ \AA}$ de He à la pression $p = 2$ mm. de Hg ; l'une correspond à la décharge localisée près de la paroi (courbe supérieure), l'autre (courbe inférieure) à la tache centrale.

b) Bandes de He_2 .

Leur intensité est beaucoup plus faible, à pression égale, que celle de la décharge localisée près de la paroi. La constante de temps de décroissance de la postluminescence est plus faible. Par exemple, à la pression $p = 14$ mm. de Hg, pour $\lambda = 4625 \text{ \AA}$, τ est de 15 microsecondes au lieu de 26,5, et pour $\lambda = 5733 \text{ \AA}$, τ est de 11,5 microsecondes au lieu de 19.

C. — INFLUENCE DE LA DURÉE DE L'IMPULSION.

Lorsqu'on diminue la durée de l'impulsion, le maximum d'intensité de la lumière pendant l'impulsion peut disparaître

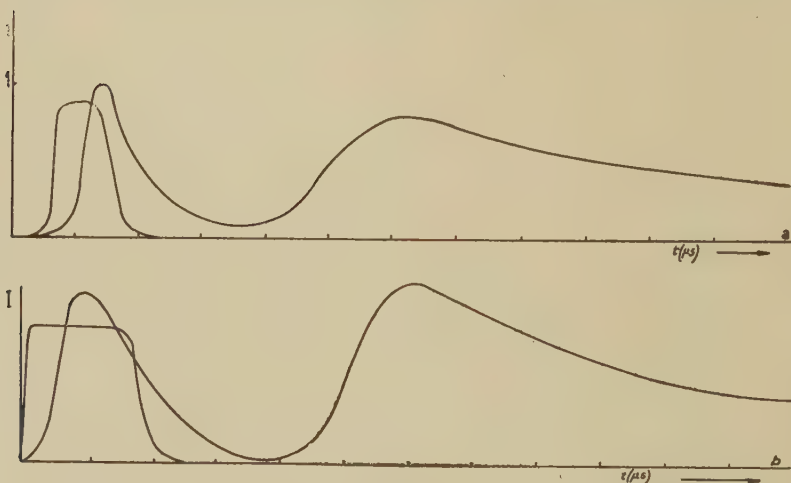


FIGURE 39.

Courbe $I = f(t)$ de la raie $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 0,9$ mm. :

a) Durée de l'impulsion : 1 μs .

b) Durée de l'impulsion : 2 μs .

tre. La postluminescence est moins facile à étudier, son intensité étant plus faible, notamment lorsque la durée diminue en dessous de 1 microseconde.

La figure 39 montre un exemple de courbes relatives à la raie $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ de He sous $p = 0,9 \text{ mm.}$ et obtenues avec des durées d'impulsion respectives de 1 et 2 microsecondes.

D. — INFLUENCE DE LA FRÉQUENCE DE RÉPÉTITION.

Lorsqu'on fait varier progressivement la fréquence de répétition entre 50 et 2000 p/s, le bruit de la décharge (crépitements caractéristiques dû aux décharges successives) ainsi que son intensité globale passent par des minima et des maxima successifs. Il semble qu'au phénomène électrique (propagation d'ondes électromagnétiques) se superpose un phénomène acoustique (propagation d'ondes sonores). Les ondes stationnaires du deuxième type peuvent créer dans le récipient des zones de surpression ou de dépression et fausser les résultats. Nous n'en avons cependant pas tenu compte.

La fréquence de répétition n'a en fait aucun rôle appréciable, son influence éventuelle ne dépassant pas les erreurs de mesure.

E. — INFLUENCE DE LA PUISSANCE MISE EN JEU.

Le rapport r augmente avec la puissance délivrée par le générateur, à tel point que le maximum de la postluminescence peut atteindre une ordonnée supérieure à celle du premier maximum.

La variation de r en fonction de la pression, que nous avons mentionnée précédemment, peut donc être due, en fait, à une augmentation de puissance localisée dans la décharge. L'effet de la puissance explique la raison pour laquelle les valeurs de r sont différentes pour les pressions de 14 et 15 mm. (tableau II).

On devra donc se limiter à la comparaison des valeurs de r des différentes raies pour une même pression de gaz et abandonner l'étude de l'influence de la pression sur la valeur de ce paramètre.

F. — INFLUENCE DE LA POSITION DU DOMAINE EXPLORÉ A L'INTÉRIEUR DU RÉCIPENT.

Lorsqu'on déplace le domaine d'exploration de la région lumineuse localisée près de la paroi jusqu'à la tache centrale, la courbe se déforme.

L'intensité globale commence par décroître, θ augmente, la postluminescence s'annule à peu près complètement, puis θ décroît à nouveau et reprend sa valeur initiale au maximum d'intensité de la tache centrale.

TABLEAU III

Variation du paramètre θ de l'hélium en fonction de la pression.

p	θ	$\sqrt{p \sqrt{p}}$	$\theta p^{0,75}$
0,9	6,3	0,92	5,8
2	3,75	1,68	6,3
4,5	1,57	3,1	4,9
14	0,86	7,25	6,2
15	0,86	7,6	6,5

p = pression en millimètres,

θ = intervalle de temps en microsecondes.

TABLEAU IV

*Valeurs de la constante de temps τ des bandes de He_2
(τ est exprimé en microsecondes).*

λ	$p = 4,5 \text{ mm.}$	$p = 14 \text{ mm.}$	$p = 15 \text{ mm.}$
3675	74	44	50
4625	53	26,5	25
5733		19	19,5

Différentes valeurs de τ_0 (en microsecondes) des raies de l'hélium dans le rayonnement de la tache centrale.

λ	$p = 0,9 \text{ mm.}$	$p = 2 \text{ mm.}$
5015	1,25	1
5875	1,5	
4471	1,3	
4026	1,3	
3819	1,3	
3888	1,4	1,1
6078		1,1

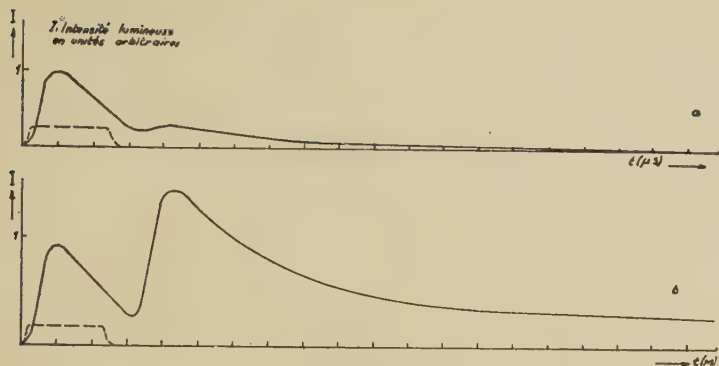


FIGURE 40.

Courbe $I = f(t)$ de la raie $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 14 \text{ mm.}$:

- a) dans la tache centrale,
- b) près de la paroi.

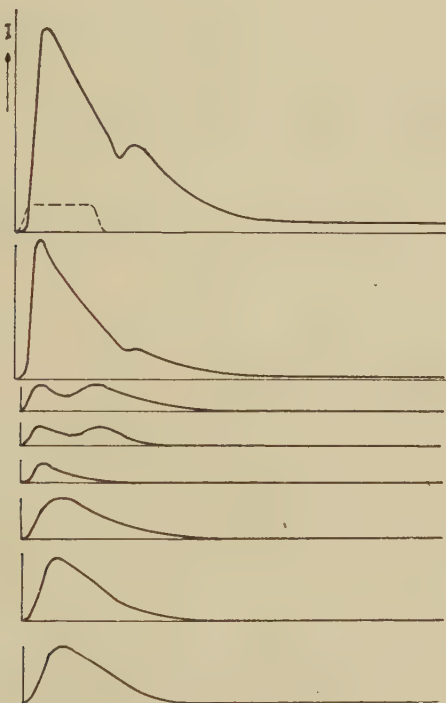


FIGURE 41.

Déformations de la courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 5888 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 15 \text{ mm.}$, lorsqu'on déplace le point d'observation de la paroi du ballon vers la tache centrale (de haut en bas).

Sur la figure 40, on voit très nettement que les maxima de postluminescence se produisent en même temps au centre des deux domaines lumineux. Ces deux courbes ont été obtenues avec He sous 14 mm. de pression.

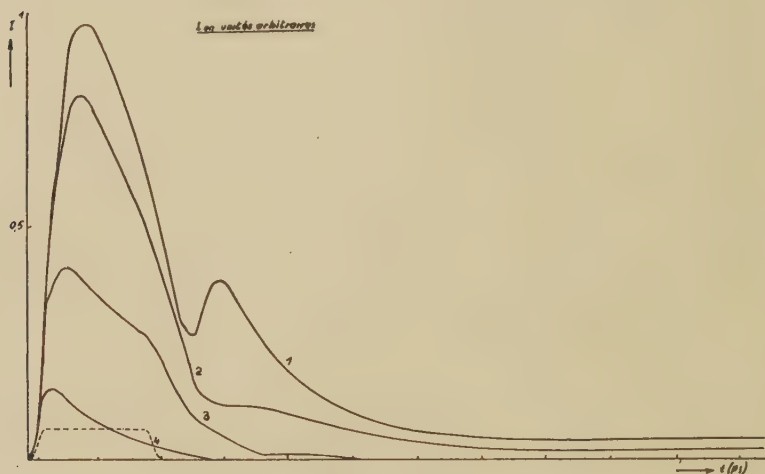


FIGURE 42.

Déformations de la courbe $I = f(t)$ de la raie $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 4,5 \text{ mm.}$ lorsqu'on s'écarte de la décharge située près de la paroi (de haut en bas).

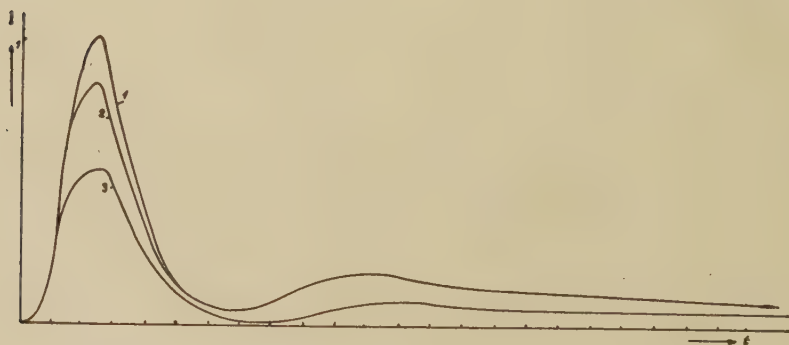


FIGURE 43.

Déformations de la courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 5875 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 0,9 \text{ mm.}$ lorsqu'on s'éloigne de la décharge localisée près de la paroi.

La figure 41 montre l'évolution de la courbe d'intensité lorsqu'on se déplace de la zone lumineuse localisée près de la paroi au centre de la tache centrale. (La postluminescence

peu importante pour cette raie $\lambda = 3888 \text{ \AA}$ n'apparaît presque pas dans la tache centrale).

Remarque. — Dans l'espace compris entre la paroi et la tache centrale, la courbe intensité lumineuse-temps peut

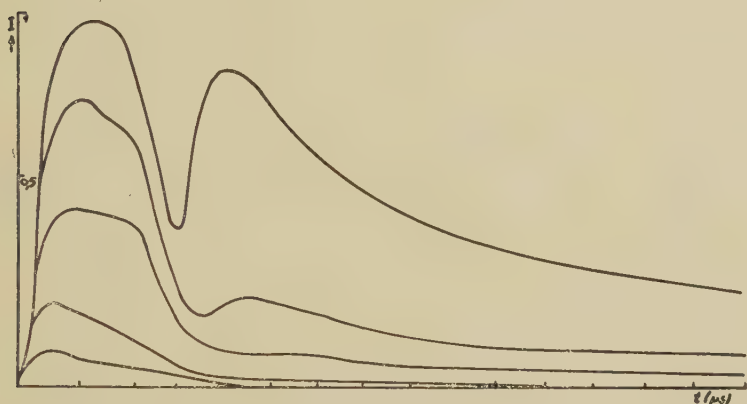


FIGURE 44.

Déformations de la courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 5875 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 4,5 \text{ mm.}$ lorsqu'on s'éloigne de la décharge située près de la paroi du ballon.



FIGURE 45.

Déformations de la courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 0,9 \text{ mm.}$ lorsqu'on s'éloigne du centre de la décharge localisée près de la paroi du ballon (durée de l'impulsion : 1 microseconde).

présenter deux maxima pendant l'impulsion. Cette forme de courbe particulière représentée sur la figure 41 sera interprétée ultérieurement. Signalons, en outre, que si on abaisse la pression de 14 mm. à 4,5 mm., le deuxième maximum n'apparaît plus (Figure 42).

Les courbes relatives à la raie $\lambda = 5875 \text{ \AA}$ obtenues en déplaçant la zone d'observation du centre de la décharge

de paroi jusqu'au milieu de l'intervalle paroi-tache centrale, sont représentées sur les figures 43 (pression 0,9 mm.) et 44 (pression 4,5 mm.).

L'évolution des courbes relatives à la raie $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ sous 0,9 mm. (Fig. 45) et $\lambda = 4471 \text{ \AA}$ sous 4,5 mm. (Fig. 46) est analogue.

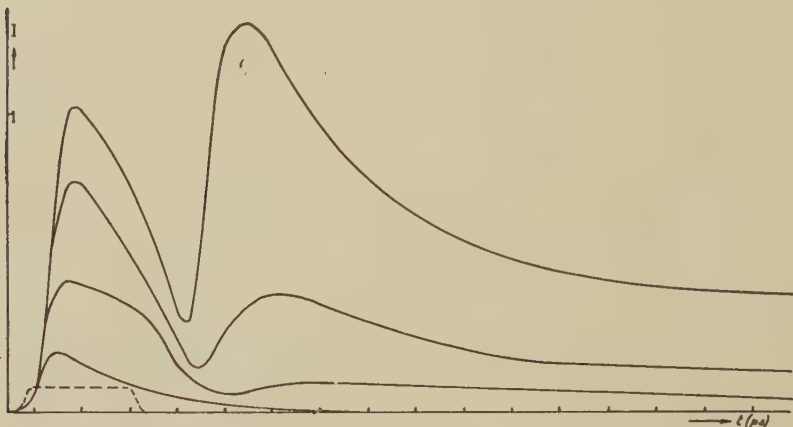


FIGURE 46.

Déformations de la courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 4471 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 4,5 \text{ mm.}$ lorsqu'on s'éloigne du centre de la décharge située près de la paroi.

Toutes ces courbes montrent l'accroissement du retard de la postluminescence à mesure qu'on s'écarte de la zone la plus lumineuse de la décharge.

ETUDE DU NÉON

1°) Préparation.

Le néon nous a été fourni dans un ballon de 1 litre par la Société « Air Liquide ».

Après avoir désorbé le récipient utilisé pour la décharge, par le même processus que précédemment, le néon est introduit et porté à une pression supérieure à celle que l'on désire. Il est ensuite laissé en présence du charbon actif à la température de l'air liquide pendant une heure environ, au cours de laquelle les impuretés et partiellement le néon sont adsorbés. Il est donc nécessaire, avant d'isoler le récipient du reste de la canalisation, de mesurer la pression du gaz.

Remarque. — La purification s'obtient de même en remplaçant l'azote liquide par de la neige carbonique (dans l'acétone). Cette méthode est cependant moins rapide, car l'adsorption des impuretés par le charbon actif est plus lente (l'azote, par exemple, s'adsorbe difficilement à cette température). Elle est néanmoins plus simple, car le néon peut être introduit dans le ballon à la pression désirée, son adsorption par le charbon actif à la température de la neige carbonique étant négligeable.

2°) Aspect de la décharge.

La couleur rouge orangé caractéristique observée pendant la décharge ne se modifie pratiquement pas dans la postluminescence.

Remarque. — Des traces d'azote rendent la postluminescence bleutée au bout d'un temps d'autant plus long que la proportion d'impuretés est plus faible. Des traces de produit carboné font par contre virer la postluminescence au jaune. Pour opérer correctement, il est donc absolument nécessaire d'avoir un gaz extrêmement pur, la pureté dite spectrographique n'étant pas suffisante, car c'est surtout après la décharge que la présence des impuretés se manifeste. Pour fixer les idées, signalons que l'azote, à la pression partielle de 10^{-5} , apparaît très peu dans le spectre de la décharge, alors que ses bandes sont seules visibles quelques microsecondes après le début de la postluminescence.

La décharge est très difficile à localiser au centre du ballon ; c'est pourquoi, dans l'étude qui suit, nous ne parlerons que du rayonnement localisé près de la paroi.

3°) Examen des spectres.

Le spectre bien connu de la décharge sans électrode dans le néon (raies de l'atome neutre) évolue progressivement pendant la postluminescence, les raies (s — p) disparaissant plus rapidement que les raies (p — d). Nous aurons l'occasion d'en reparler au paragraphe suivant.

4°) Examen des courbes.

On remarque, comparativement aux raies de l'hélium, que la postluminescence est beaucoup moins marquée. Les différentes valeurs des paramètres, tels qu'ils ont été définis précédemment et tels que nous avons pu les mesurer sur un grand nombre de courbes relevées à l'oscillographe, sont reportées sur le tableau V.

TABLEAU V

Valeurs des paramètres r , θ , τ_0 et τ relatifs aux courbes intensité-temps des raies du néon.

	$p = 0,5 \text{ mm Hg}$				$p = 1,4 \text{ mm Hg}$			
	r	θ	τ_0	τ	r	θ	τ_0	τ
5852 $1s_2-2p_1$		13	1	24	0,025	8,6	0,8	10,4
5400 $1s_4-2p_1$			0,75				0,75	11,6
5852 $1s_2-2p_1$		13	1	24	0,025	8,6	0,8	10,4
6598 $1s_2-2p_2$		14	1,1	22,5	0,071	9	0,9	13
6678 $1s_2-2p_4$		14,5	1,25	24	0,073	10	0,9	13,5
5400 $1s_4-2p_1$			0,75				0,75	11,6
6029 $1s_4-2p_2$		13	0,95	24	0,034	8,6	0,85	12,6
6074 $1s_4-2p_3$		12,5	1,12	19	0,038	8,6	0,9	10
6096 $1s_4-2p_4$		11	1,1	16	0,039	8,5	0,9	7,5
6598 $1s_2-2p_2$		14	1,1	22,5	0,071	9	0,9	13
6163 $1s_3-2p_2$		12,5	1	19	0,037	8,5	0,85	9,5
6029 $1s_4-2p_2$		13	0,95	24	0,034	8,6	0,85	12,6
5881 $1s_5-2p_2$		11,7	1	15	0,03	8,3	0,87	9,2
6678 $1s_2-2p_4$		14,5	1,25	24	0,073	10	0,9	13,5
6096 $1s_4-2p_4$		11	1,1	16	0,039	8,5	0,9	7,5
5944 $1s_5-2p_4$		12	1	11,3	0,024	8,2	0,85	8
6678 $2p_4-1s_2$		14,5	1,25	24	0,073	10	0,9	13,5
5330 $2p_{10}-4d_3$	0,2	14,7	0,8	45	0,28	12	0,8	26
5341 $2p_{10}-4d_5$	0,19	17	0,85	38	0,14	10	0,8	24
Moyennes (p-d)		15,9				11		

TABLEAU V (suite)

	$p = 6 \text{ mm Hg}$				$p = 8 \text{ mm Hg}$				$p = 18 \text{ mm Hg}$			
	r	θ	τ_0	τ	r	θ	τ_0	τ	r	θ	τ_0	τ
5852 $1s_2-2p_1$	0,058	4	0,85	7,7	0,067	3,8	0,85	11,5	0,112	1,7	0,8	4,5 ?
5400 $1s_1-2p_1$			0,75	12	0,022	4,1	0,75	50 ?				
5852 $1s_2-2p_1$	0,058	4	0,85	7,7	0,067	3,8	0,85	11,5	0,112	1,5	0,8	4,5 ?
6598 $1s_2-2p_2$	0,102	4,3	0,9	14	0,097	4,5	0,9	8,5	0,19	1,6	0,9	4,7
6678 $1s_2-2p_4$	0,118	3,8	0,9	10	0,1	4,1	0,9	6,2	0,175	1,6	1	3,8
5400 $1s_1-2p_1$			0,75	12	0,022	4,1	0,75	50 ?				
6029 $1s_1-2p_2$	0,06	4	0,8	14	0,06	4,2	0,86	8,5				
6074 $1s_1-2p_3$	0,082	3,8	0,85	10	0,085	4	0,85	5,5				
6096 $1s_1-2p_4$	0,064	3,6	0,8	12	0,073	4,2	0,8	5,1				
6598 $1s_2-2p_2$	0,102	4,3	0,9	14	0,097	4,5	0,9	8,5	0,19	1,6	0,9	4,7
6163 $1s_2-2p_2$	0,06	4	0,9	22	0,071	4,5	0,9	6,5				
6029 $1s_1-2p_2$	0,06	4	0,8	14	0,06	4,2	0,86	8,5				
5881 $1s_2-2p_2$	0,062	3,8	0,8	5	0,058	3,6	0,87	6,3	0,133	1,5	0,8	4,5 ?
6678 $1s_2-2p_4$	0,118	3,8	0,9	10	0,1	4,1	0,6	6,2	0,175	1,6	1	3,8
6096 $1s_1-2p_4$	0,064	3,6	0,8	12	0,073	4,2	0,8	5,1				
5944 $1s_2-2p_4$	0,05	3,9	0,8	11	0,055	3,6	0,85	5,5				
6678 $2p_4-1s_2$	0,118	3,8	0,9	10	0,1	4,1	0,6	6,2	0,175	1,6	1	3,8
5330 $2p_{10}-4d_3$	0,39	5,8	0,8	27	0,45	4,5	0,78	22,5				
5341 $2p_{10}-4d_5$	0,38	6,1	0,85	26	0,45	4,7	0,8	32				
Moyennes (p-d)		6,0				4,6						

Moyennes (p-d)

4,6

a) VARIATIONS DE θ .

Comme pour l'hélium, θ ne dépend pratiquement pas de la raie considérée, mais varie avec la pression suivant la loi approchée ci-dessous, valable pour toutes les radiations étudiées :

$$\theta \sqrt{p} = 13 \pm 1,8$$

θ est exprimé en microsecondes et p en millimètres.

Remarques :

1. Il semble toutefois que θ soit plus faible pour les raies ($s - p$) que pour les raies ($p - d$).

2. Pour $\lambda = 5852 \text{ \AA}$ ($1 s_2 - 2 p_1$), nous avons mesuré θ jusqu'à la pression de 60 mm. Comme l'indique le tableau VI, $\theta \sqrt{p}$ est approximativement constant.

b) VARIATIONS DE r .

La postluminescence étant beaucoup plus faible que pour l'hélium, le rapport r est souvent trop faible pour être mesuré avec précision, en ce qui concerne les raies ($s - p$) notamment. Seules les raies ($p - d$) sont intenses en postluminescence.

On voit donc, comme pour l'hélium, que les valeurs de r sont beaucoup plus élevées pour les raies ($p - d$) que pour les raies ($s - p$).

c) VARIATIONS DE τ .

De même que pour r , il est difficile d'évaluer τ avec précision, sauf pour les raies ($p - d$).

Pour toutes les raies ($s - p$) analysées, τ est du même ordre. Il n'a pas été possible de faire, comme pour l'hélium, l'étude des diverses raies d'une même série ($1 s_m - n p_m$) ⁽¹⁾ ($n = 1, 2, 3, \dots$), car pour $n > 1$ les raies se trouvent dans l'ultraviolet et sont faibles. En revanche, nous avons étudié plusieurs raies ($1 s_m - 2 p_m$) (avec m ou m' variables) ; mais les énergies des niveaux supérieurs des transitions correspondantes sont assez peu différentes, de telle sorte qu'il est difficile d'en déduire la variation de τ avec le niveau d'excitation.

Les valeurs de τ des raies ($p - d$) sont, comme pour l'hélium, bien supérieures à celles des raies ($s - p$).

d) VARIATIONS DE τ_0 .

La constante de temps τ_0 reste voisine de 1 microseconde, quelles que soient la radiation et la pression considérées,

(1) Nous utilisons ici la notation de PASCHEN [68].

bien qu'elle soit légèrement plus élevées aux pressions inférieures à 0,5 mm.

TABLEAU VI
Variation de θ en fonction de la pression pour la raie
 $\lambda = 5852 \text{ \AA}$ du néon.

$p \text{ (mm Hg)}$	$\theta \text{ (/us.)}$	$\theta p^{0,5}$
0,5	13	9,1
1,4	8,6	10,2
6	4	9,6
8	3,8	10,8
18	1,7	7,2
22	1,7	8
30	1,3	7,1
43	1,1	7,2
60	0,9	7

TABLEAU VII
Valeurs de $1/P$ correspondant aux courbes d'intensité-temps du néon
à la pression de 6 mm de Hg.

λ	appellation	$1/P$
5852	$1s_2 - 2p_1$	0,77
6598	$1s_2 - 2p_2$	0,85
6678	$1s_2 - 2p_4$	0,87
5400	$1s_4 - 2p_1$	0,35
6029	$1s_4 - 2p_2$	0,67
6074	$1s_4 - 2p_3$	0,75
6096	$1s_4 - 2p_4$	0,78

e) VARIATIONS DE P .

Les valeurs de P correspondant aux courbes d'intensité-temps du néon à la pression $p = 6 \text{ mm}$. sont portées dans le tableau VII. Il ne semble pas que l'on puisse rattacher les variations de P aux énergies d'excitation de l'atome qui sont très voisines, comme nous venons de le dire, mais plutôt aux variations au cours du temps des probabilités de transition.

5°) Evolution de la courbe
lorsqu'on s'éloigne du centre de la région lumineuse
au sein de la décharge.

La figure 47 représente l'évolution des courbes de la raie $\lambda = 5944 \text{ \AA}$ du néon à la pression de 8 mm., lorsqu'on s'écarte de la région lumineuse voisine de la paroi. On voit que θ et τ croissent avec la distance.

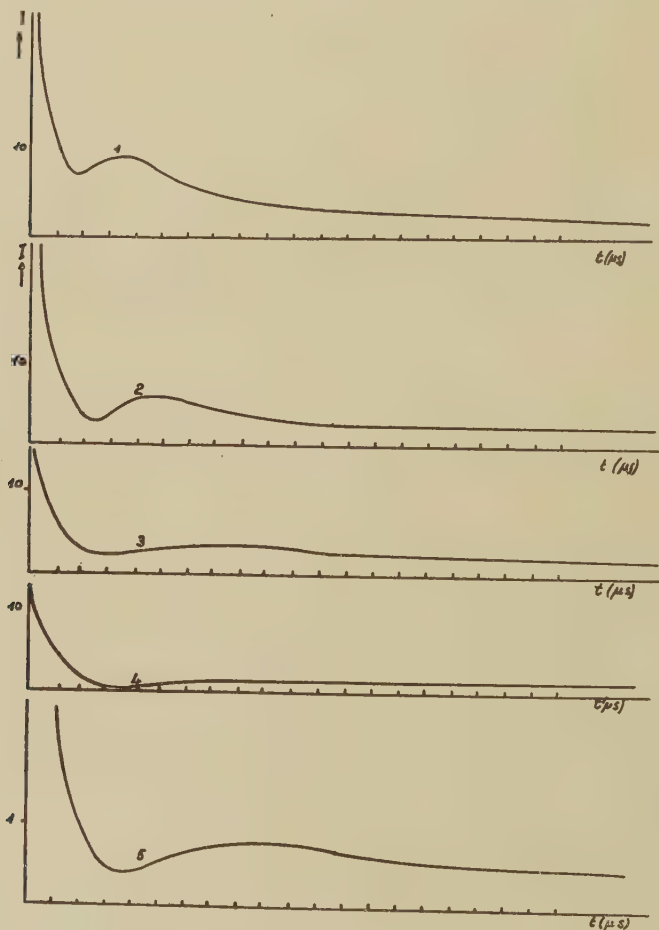


FIGURE 47.

Evolution de la courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 5944 \text{ \AA}$ du néon à la pression $p = 8 \text{ mm.}$, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi vers le centre du récipient (courbes 1 à 5).

Remarque. — La courbe 5 est fortement amplifiée par rapport aux précédentes.

Les valeurs de θ et de τ relatives à cette longueur d'onde sont les suivantes :

θ	τ
4	5
5,2	8,5
6,2	9
8	10
9	23

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

1°) Interprétation des résultats propres à l'hélium.

a) ÉMISSION DE LA MOLÉCULE.

Depuis longtemps, on a observé dans la décharge à travers l'hélium un spectre de bandes associé au spectre atomique. Mac CALLUM et WILLS [69] ont trouvé que le spectre moléculaire persistait pendant plus de 1.000 microsecondes après la cessation de l'excitation d'une décharge pulsée.

ARNOT et Mac EWEN [70], en bombardant de l'hélium avec des électrons d'énergie connue, obtinrent des ions positifs dès que l'énergie était suffisante pour former des atomes métastables. Ils attribuèrent ce fait à la formation de He_2^+ par association d'un atome métastable d'He à un atome normal :



PARKINSON [71] s'intéressa à la formation de l'hélium moléculaire et étudia le rayonnement des raies et des bandes dans la décharge excitée par un champ de 100 kylocycles. Il remarqua que dans He à la pression de 5 mm de Hg, le rayonnement émis par les raies qu'il appelait lumière atomique suivait une courbe intensité-temps différente de celle de la lumière moléculaire.

Près des électrodes, la lumière moléculaire était nulle pendant le « demi-cycle cathodique ». Au cours du demi-cycle suivant, elle augmentait rapidement puis décroissait exponentiellement jusqu'à la fin de celui-ci. Au contraire, la lumière atomique suivait la courbe représentée sur la figure 48. PARKINSON mit ainsi en évidence le fait que l'émission des bandes n'avait lieu qu'en l'absence du champ. Il

supposait en effet que dans une décharge le champ est nul près de la cathode. Remarquant en outre que la décroissance de la concentration des atomes métastables [72] s'effectuait avec une constante de temps bien supérieure à celle qu'il avait obtenue lui-même, soit 35 microsecondes, il attribua le rayonnement moléculaire à la recombinaison.

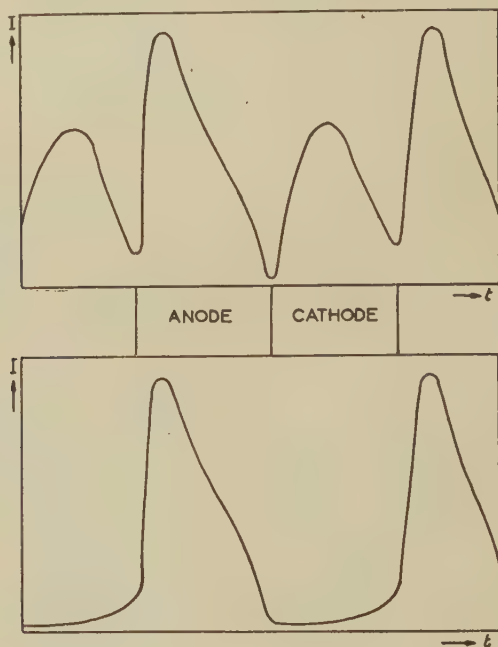


FIGURE 48.

Courbes $I = f(t)$ relatives aux raies (lumière atomique) et aux bandes (lumière moléculaire) près des électrodes dans la décharge à 100 kcs.

(PARKINSON, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 41, 1951, p. 620).

A la même époque, BATES [73] indiquait que la durée de vie de He^+ à la pression de 25 mm. est théoriquement 10^{-5} sec. (calcul effectué en substituant les constantes de MASSEY et MOIR [74] dans la formule de THOMSON [75]). L'étude de la recombinaison faite par BIONDI et BROWN [31] permet également d'obtenir la durée de vie des ions hélium qui serait de l'ordre de 5 à $10 \cdot 10^{-3}$ seconde. Il est normal de penser que ceux-ci sont en fait des ions He_2^+ .

D'après BATES, la formation de He_2^+ s'effectuerait suivant le mécanisme :



Nos travaux mettent en évidence les faits suivants :

1° La molécule d'hélium n'est pas excitée lorsqu'elle est soumise à un champ. Nos courbes confirment sans aucun doute les résultats de PARKINSON.

2° La durée de vie de He_2^+ est beaucoup plus grande que celle de He^+ . Nous avons trouvé en effet que la constante de temps de la décroissance de l'intensité du rayonnement moléculaire était bien supérieure à celle des raies. Il semble, d'autre part, en accord avec PARKINSON, que la post-luminescence soit due à la recombinaison : celle des ions He^+ donnant naissance au spectre de raies, alors que celle des ions He_2^+ conduit à l'émission caractéristique de la molécule.

3° La durée du champ excitateur dans nos décharges (soit 2 microsecondes) étant très faible, il ne semble pas que la proportion d'atomes d'hélium métastables soit suffisante pour exalter aussi fortement le spectre moléculaire. Remarquons, d'autre part, comme PARKINSON, que la durée de vie des atomes métastables est bien supérieure à celles des ions He_2^+ , il nous semble que le processus de formation de ces derniers doit être celui de BATES plutôt que celui de ARNOT et Mac EWEN.

4° Bien que les courbes de JOHNSON, Mac CLURE et HOLT [38] donnant la valeur de la concentration ionique en fonction du temps paraissent montrer que la concentration de He_2^+ est très faible au début de la postluminescence, l'existence, d'après nos courbes, d'un maximum d'intensité lumineuse 1 microseconde environ après la fin de l'impulsion nous semble indiquer qu'un nombre important d'ions He_2^+ se forme pendant la décharge.

b) AUGMENTATION DE θ AVEC LA DISTANCE DU POINT D'EXPLORATION AU CENTRE LUMINEUX.

Ce phénomène mentionné précédemment (page 155) semble être dû au fait que les électrons rapides diffusent plus vite que les électrons lents dans la masse gazeuse, si bien que l'espace compris entre les deux centres lumineux est

relativement plus riche en électrons rapides que les centres eux-mêmes, et ceci malgré une concentration électronique bien inférieure à celle qui existe dans chacun des centres au début de la postluminescence. Les électrons situés dans la région périphérique de chaque zone lumineuse (paroi ou tache centrale) étant dans l'ensemble plus rapides qu'au centre, il est normal de penser que la recombinaison qui s'effectue seulement avec des électrons de faible énergie soit différée dans le temps au fur et à mesure que l'on s'écarte d'un centre lumineux.

c) COURBE A DEUX MAXIMA PENDANT L'IMPULSION.

Nous avons vu (figure 41) qu'il était possible dans certaines conditions d'avoir une courbe présentant deux maxima pendant l'impulsion.

Ce résultat semble pouvoir s'expliquer de deux façons :

1^{re} *explication*: Au point de l'espace considéré, le champ perturbé par les deux régions fortement ionisées (paroi et tache centrale) peut diminuer pour augmenter à nouveau en raison des réflexions et des interférences de l'onde excitatrice. L'intensité lumineuse émise alors pendant la période au cours de laquelle se produit le deuxième maximum serait due à une excitation par chocs électroniques de la même façon que pendant la période qui la précède.

2^e *explication* : Au point de l'espace considéré, le champ perturbé par les deux régions fortement ionisées peut s'annuler complètement pendant l'impulsion incidente. Dans ce deuxième cas, l'émission lumineuse correspondant au deuxième maximum serait une émission de recombinaison.

Nous n'avons pu déterminer avec certitude laquelle de ces deux explications prévalait, bien que la première nous semble plus plausible.

2°) Interprétation des résultats communs aux deux gaz hélium et néon [76].

Les courbes obtenues en visant à proximité immédiate de la paroi présentent habituellement deux maxima. Elles ont un aspect voisin de celles qu'avaient obtenues BAYET [65], CRAIG et CRAGGS [66] pour le rayonnement global émis dans une décharge de même type. Les principaux résultats peuvent s'interpréter de la manière suivante :

1° La décharge ne s'amorce qu'au bout d'un certain temps après le début de l'impulsion ; ce retard augmente lorsque la pression s'abaisse. Cet effet, non signalé dans l'exposé général de nos résultats, s'explique par le fait que

plus le libre parcours moyen des électrons entre chocs élastiques est grand, plus la probabilité pour que leur vitesse soit remise dans la direction du champ diminue (1). (Cf. étude théorique de l'amorçage de la décharge).

2° L'intensité commence par croître suivant une loi exponentielle. Elle suit en effet la loi de variation de la concentration électronique, car on peut admettre :

a) que pendant cette première période, la distribution des vitesses reste approximativement maxwellienne ;

b) que la température électronique reste constante (Cf. 1^{re} Partie, pp. 29 à 31).

3° L'intensité lumineuse passe ensuite par un maximum, puis diminue avant la cessation du champ. Cet effet, comme nous l'avons étudié précédemment dans la partie théorique, est très certainement lié à la réflexion de l'onde impulsionnelle sur le milieu ionisé. Cette décroissance est d'ailleurs particulièrement marquée à pression élevée et pour les longues durées d'impulsion (2 microsecondes), c'est-à-dire lorsque le milieu atteint une forte concentration électronique.

La pente de cette décroissance dépend de la radiation étudiée. Le rapport I_1/I_2 caractérisant cette pente augmente en même temps que le niveau d'excitation dans une série spectrale donnée, ce qui revient à dire que l'intensité des raies de niveau élevé diminue plus rapidement que celle des raies de bas niveau d'excitation.

Nous avons vu, au cours de l'étude théorique, que dans cette période la concentration électronique reste approximativement constante, tandis que la température croît. Nous avons vu de plus que les électrons ont une probabilité d'excitation maximum pour une énergie cinétique donnée.

Lorsque l'énergie des électrons continue à croître au delà de cette valeur, la probabilité d'excitation diminue. On conçoit donc que, à concentration électronique constante, l'excitation et, par suite, l'intensité du rayonnement décroissent en fonction du temps. D'autre part, comme les courbes probabilité-énergie électronique dépendent de la radiation considérée, il est normal que chaque radiation ait une décroissance d'intensité qui lui soit propre. Le résultat pratique de nos essais est alors le suivant : quand l'énergie d'un électron croît au delà d'une certaine valeur, la probabilité d'excitation d'un atome par choc avec cet électron décroît d'autant plus vite que le niveau d'excitation atteint est plus élevé dans une série spectrale donnée.

(1) Il est en effet vraisemblable que la probabilité de remise en phase est proportionnelle à la fréquence des chocs.

4° Dès la cessation du champ, l'intensité décroît de façon à peu près exponentielle. La constante de temps de cette décroissance est indépendante de la durée d'impulsion et de la pression, sauf aux pressions inférieures à 1 mm. pour lesquelles τ_0 a une valeur un peu plus élevée. Si, comme nous l'avons vu, l'intensité du rayonnement est proportionnelle à la concentration des électrons d'énergie supérieure au premier niveau d'excitation, la constante de temps τ_0 doit dépendre du libre parcours moyen de ces électrons entre deux chocs inélastiques. Il est donc normal qu'aux basses pressions pour lesquelles ce libre parcours moyen est plus élevé, τ_0 soit aussi plus grand.

5° Les électrons, dont l'énergie est inférieure à la plus faible énergie d'excitation du gaz, perdent celle-ci par chocs élastiques. La dernière phase de l'émission lumineuse correspond alors à la recombinaison ion-électron et n'est appréciable que lorsque la concentration en électrons de faible vitesse est suffisante.

L'intensité lumineuse croît donc à nouveau, présente ensuite un deuxième maximum suivi d'une décroissance plus ou moins lente.

Le paramètre θ , abscisse en microsecondes de ce deuxième maximum, croît quand la pression baisse. Ce fait est certainement lié à la constante de temps de la décroissance par chocs élastiques de la température électronique, ce qui explique la raison pour laquelle θ croît avec le libre parcours moyen, c'est-à-dire en sens inverse de la pression.

Si l'on admet que le maximum se produit pour une certaine température T_x , définie comme étant celle pour laquelle la probabilité de recombinaison est la plus grande, nous avons, d'après la formule théorique établie à la page 67 :

$$\sqrt{T} = 0,57 \frac{\lambda M}{\sqrt{m k} (t + s)}$$

avec :

$$s = 0,57 \frac{\lambda M}{\sqrt{m k T_0}}$$

d'où :

$$\sqrt{T_x} = 0,57 \frac{\lambda M}{\sqrt{m k} (\theta + s)}$$

s dépend de T_0 . Toutefois, lorsque T_0 est bien supérieur à T_x , on peut poser :

$$\frac{\theta}{\lambda} = \text{Constante},$$

d'où :

$$\theta \cdot p = \text{Constante}.$$

C'est précisément la loi que BAYET avait obtenue expérimentalement. Nous en déduirons que cet auteur devait avoir en fin d'impulsion une température électronique T_0 bien supérieure à celle de nos essais.

Reportons-nous à nos propres résultats. Nous avons vu que T_0 est d'autant plus faible que la pression est plus basse. A mesure que la pression diminue, s doit donc prendre de l'importance, si bien que le rapport θ_1/θ_2 (θ_1 étant la valeur expérimentale et θ_2 la valeur théorique calculée d'après la formule ci-dessus), doit diminuer avec la pression. C'est précisément ce que nous avons obtenu (se reporter aux tableaux précédents).

Remarque. — On ne devra pas assimiler la variation de θ avec la pression à celle de θ en chaque point du ballon en fonction de la distance au centre de la décharge. Ces deux phénomènes sont de nature très différente. L'explication du deuxième phénomène a été exposée page 107.

6° Après le maximum de postluminescence, l'intensité décroît et au bout de plusieurs dizaines de microsecondes, la température électronique est en équilibre avec celle du gaz. C'est lorsque cet état d'équilibre est atteint que BROUDI, BROWN, etc..., ont mesuré le coefficient de recombinaison.

a) La constante de temps τ de la postluminescence varie dans le même sens que θ pour une radiation donnée. Si l'on compare en différents points du ballon les valeurs de τ et de θ , on remarque qu'elles sont à peu près proportionnelles. Donc, comme θ , τ doit être lié à la proportion d'électrons de grande énergie. On conçoit donc que plus la proportion d'électrons de grande vitesse est forte, plus la constante de temps τ liée à la recombinaison sera élevée puisque cette recombinaison ne peut s'effectuer qu'avec des électrons de faible énergie. Ceci est parfaitement en accord avec nos résultats.

b) De plus, τ croît en même temps que le niveau d'excitation dans une même série spectrale. STOBBE [77] a déterminé théoriquement les sections de choc efficace pour le mécanisme de recombinaison en fonction de la vitesse des électrons. Il a montré, en particulier, que la probabilité de formation d'un atome neutre excité augmente plus rapidement pour les niveaux élevés que pour les bas niveaux, lorsque la vitesse électronique décroît, ce qui est en accord avec nos résultats expérimentaux.

c) Nous avons signalé, en outre, que r et τ sont plus élevés pour les raies (p — d) que pour les raies (s — p). Ces résultats concordent avec ceux de L. HERMAN, R. HERMAN et P. LEJAY [78]. Ces auteurs avaient, en effet, observé une exaltation des termes élevés après la cessation du champ appli-

qué et avaient signalé, dans le cas du krypton, une diminution d'intensité plus grande pour les raies (s — p) que pour les raies (p — d) à la fin de la décharge. Les observations faites par REDFIELD et HOLT [43] sur l'argon à basse pression conduisent à des résultats analogues.

7° Conclusion.

L'émission de postluminescence est attribuée à la recombinaison des ions et des électrons depuis les travaux de KENTY [79] sur l'argon. Cette interprétation rend compte de la plupart des faits énumérés ci-dessus, comme nous allons le montrer brièvement.

L'existence sur les courbes obtenues à basse pression d'un maximum très accusé de l'intensité lumineuse, après la cessation du champ, indique que la recombinaison ne joue pratiquement aucun rôle pendant l'impulsion et même pendant les premières microsecondes qui suivent. Les vitesses électroniques sont alors trop élevées et le coefficient de recombinaison est extrêmement faible dans ces conditions.

Il ne semble pas qu'on puisse appliquer à un phénomène transitoire de ce type l'une des lois de répartition des vitesses valables en régime permanent (MAXWELL, SMIT, DRUYVES-TEYN; MARGENAU) et il est difficile de prévoir comment se modifie avec le temps la courbe représentant la véritable loi de distribution. On peut cependant admettre qu'après la cessation du champ, le nombre des électrons de faible vitesse est déjà important. Ce sont ces électrons qui sont responsables de l'émission de recombinaison au début de la postluminescence ; en conséquence, le facteur θ doit dépendre principalement de leur nombre relatif. On explique ainsi que θ diminue lorsque la pression s'élève et qu'il augmente au contraire dans les régions du ballon où la proportion d'électrons rapides est élevée.

La constante de temps τ dépend également pour une large part de la concentration relative des électrons lents. Elle varie donc de la même manière que θ lorsqu'on modifie la pression ou change de région d'observation. Les électrons qui en fin d'impulsion possèdent une vitesse relativement élevée et qui perdent ensuite leur énergie par chocs élastiques, jouent un rôle dont l'importance croît au cours du temps. Ces électrons interviennent donc dans la valeur de τ , alors qu'ils n'avaient pratiquement pas d'influence sur θ . On peut ainsi interpréter les différences observées entre les valeurs de τ mesurées pour des raies provenant de divers niveaux d'excitation.

Enfin, le rapport $r = I/I_0$ ne peut être regardé comme un facteur caractérisant l'émission de recombinaison puisqu'il dépend à la fois des électrons de grande vitesse pendant

la décharge, qui produisent l'excitation par choc électronique, et des électrons lents présents au début de la postluminescence.

L'AZOTE [80]

1°) Préparation.

L'azote est préparé à partir de l'azothydrate de sodium. Après l'introduction du gaz dans le récipient de décharge, à une pression supérieure (environ le double) à celle que l'on désire, on établit la communication avec le piège à charbon actif maintenu à la température de la neige carbonique, le piège à azote liquide, les récipients contenant de la potasse caustique et de l'anhydride phosphorique. L'azote est adsorbé en grande partie ainsi que les impuretés.

On procède alors aux deux opérations suivantes :

1. — On laisse désorber le charbon actif à la température ambiante après avoir enlevé le vase Dewar contenant la neige carbonique et dans lequel était plongé le piège à charbon actif. Au bout de quelques secondes, la désorption de l'azote pratiquement pur est presque instantanée, seules les impuretés restent adsorbées par le charbon actif.

2. — On isole ensuite le récipient contenant le gaz pur, en le laissant toutefois en communication avec les trois autres pièges. Le charbon actif est ensuite désorbé sous vide à haute température, comme habituellement, puis est remis en communication à la température ambiante avec le récipient de décharge.

La première opération permet d'avoir de l'azote pur par désorption fractionnée ; la deuxième permet au gaz de rester pur pendant plusieurs jours, les traces d'impuretés pouvant souiller le gaz au cours du temps étant adsorbées par le charbon actif au fur et à mesure qu'elles se forment.

2°) Examen des spectres.

Le rayonnement pendant la décharge et la postluminescence ont l'aspect violacé caractéristique. Des traces d'impuretés (produits carbonés) donnent à la postluminescence une teinte légèrement brune.

a) A la pression de 25 mm., on obtient dans la décharge le deuxième système positif très intense, le premier système

positif intense, le premier système négatif assez intense. Pendant l'intervalle compris entre 100 et 400 microsecondes après l'impulsion, le premier système positif est très intense, le deuxième système positif est extrêmement faible, le premier système négatif a une intensité moyenne.

Le premier système positif a une répartition d'intensité à peu près normale aussi bien dans la décharge qu'en postluminescence : il n'y a pas d'excitation sélective de certains niveaux comme dans l'afterglow de l'azote actif.

Le tableau VIII donne la répartition des intensités suivant une échelle de 0 à 10 des différentes bandes de ce système, d'après une estimation visuelle du spectre de la décharge.

TABLEAU VIII

*Estimation visuelle des intensités
des différentes bandes
constituant le spectre du 1^{er} système positif de l'azote.*

<i>Bandes</i>	<i>Intensité</i>	<i>Bandes</i>	<i>Intensité</i>	<i>Bandes</i>	<i>Intensité</i>
(4,1)	0	(4,0)	2	(6,1)	0
(5,2)	1	(5,1)	4	(7,2)	0,5
(6,3)	7	(6,2)	6	(8,3)	1
(7,4)	9	(7,3)	8	(9,4)	2
(8,5)	10	(8,4)	9	(10,5)	3
(9,6)	9	(9,5)	9	(11,6)	4
(10,7)	5	(10,6)	6	(12,7)	4
(11,8)	4	(11,7)	6	(17,12)	0,5
		(12,8)	5	(18,13)	1
				(19,14)	0

b) A la pression de 0,5 mm., on obtient un spectre analogue. La postluminescence globale est cependant de plus longue durée.

3°) Examen des courbes.

Alors que les courbes $I = f(t)$ présentaient dans le cas des gaz rares un maximum pendant l'impulsion et un deuxième en postluminescence, on observe pour l'azote un seul maximum situé généralement pendant ou à la fin de l'impulsion.

Les courbes intensité-temps dépendent encore de la radiation considérée et sont très différentes selon la pression.

TABLEAU IX

*Différentes valeurs des paramètres x , y , τ_0 et P
relatifs aux courbes intensité-temps
des bandes du deuxième système positif de l'azote.*

		$p = 25 \text{ mm}$			$p = 0,5 \text{ mm}$	
λ	v', v''	τ_0	P	x	τ_0	y
séquence	4343 (0,4)	0,8	1,57	0,6	0,8	0
	4269 (1,5)	0,85	1,43	0,85	0,7	0
	4141 (3,7)	0,8	1,15	1	0,8	0
	4094 (4,8)	0,9	1	1,5	0,8	0,05
	4916 (1,7)	0,95	1,27	0,8	0,9	0
	4814 (2,8)	0,95	1,3	0,9	0,8	0
	4723 (3,9)	0,9	1,25	1	0,8	0
	4649 (4,10)	0,95	0,94	1,9	(1)	(1)
progression	3998 (1,4)	0,8	1,55	0,85	0,8	0
	4269 (1,5)	0,85	1,43	0,85	0,7	0
	4574 (1,6)	0,9	1,5	0,9	0,75	0
	4916 (1,7)	0,95	1,27	0,8	0,9	0
	4094 (4,8)	0,9	1	1,5	0,8	0,05
	4355 (4,9)	0,8	1,04	1,2	0,77	0
	4649 (4,10)	0,95	0,94	1,8	(1)	(1)
	4976 (4,11)	1	0,8	1,9	1	0,05

x = intervalle de temps compris entre le début de l'impulsion et le maximum d'intensité lumineuse.

y = intervalle de temps compris entre la fin de l'impulsion et le maximum d'intensité lumineuse.

(1) mesures impossibles en raison de la proximité d'une bande proche.

Les tableaux IX, X et XI donnent la valeur des différents paramètres définis lors de l'étude des gaz rares et ceci pour les trois systèmes de bandes : 1^{er} et 2^e systèmes positifs, système négatif.

Nous avons dû introduire deux paramètres nouveaux : x et y comptés en microsecondes ; le premier représente l'écart entre le maximum d'intensité lumineuse et le début de l'impulsion, le deuxième l'écart entre le maximum et la fin de l'impulsion ($x = 2 + y$ dans le cas d'une impulsion de 2 microsecondes).

TABLEAU X

Valeurs des paramètres déduits des courbes intensité-temps des bandes du premier système positif de l'azote.

			$p = 25 \text{ mm}$			$p = 0,5 \text{ mm}$	
	λ	ν', ν''	τ_0	P	x	τ_0	y
séquence	6014	(7,3)	1,6	0,78		3,2	0,4
	5959	(8,4)	1,4	0,73		2,7	0,5
	5906	(9,5)	1,4	0,62		2,7	0,5
	5854	(10,6)	1,4	0,60		3	0,5
	5804	(11,7)	1,3	0,66	2	2,9	0,45
	5755	(12,8)	1,4	0,66	#	2,9	0,45
progression	5373	(12,7)	1,3	0,61		2,8 (1)	0,6 (1)
	5755	(12,8)	1,4	0,66		2,9	0,45
	6185	(12,9)	1,3	0,61		2,5 (1)	0,5

(1) valeurs douteuses.

TABLEAU XI

Valeurs des paramètres déduits des courbes intensité-temps relatives aux bandes du système négatif de l'azote.

			$p = 25 \text{ mm}$			$p = 0,5 \text{ mm}$	
	λ	ν', ν''	τ_0	P	x	τ_0	y
évolution dans une même séquence	4709	0,2	1	0,87		0,8	0
	4651	1,3	1	0,87		(1)	(1)
	4599	2,4	1,1	0,61		0,8	0,1
	5149	1,4	1	0,69		1	0
	5076	2,5	1,2	0,57		1	0
	5012	3,6	1	0,62		1,15	0
	4957	4,7	1	0,62	2	1	0,05
évolution dans une même progression	3914	0,0	1	0,88	#	0,75	0,1
	4278	0,1	1,1	0,77		0,75	0
	4709	0,2	1	0,87		0,8	0
	5865	0,4	1,3	0,68		(1)	(1)
	3884	1,1	1,1	0,76		0,75	0
	4236	1,2	1,2	0,59		0,8	0,05
	4651	1,3	1	(1)		(1)	(1)
	5149	1,4	1	0,69		1	0

(1) valeurs impossibles à déterminer en raison de la proximité de bandes proches intenses.

A. — A la pression de 25 mm., on obtient les résultats suivants :

a) *Premier système positif.*

La figure 49 donne un exemple de courbe de ce système. Le maximum d'intensité a lieu en fin d'impulsion. On observe ensuite une décroissance avec une constante de temps de 1,4 microsecondes environ. Le rapport I_1/I_2 qui caractérise la forme de la courbe varie peu d'une bande à l'autre et reste voisin de 0,66.

b) *Système négatif.*

Le cliché de la figure 50 montre l'aspect de la variation de $\lambda = 3.884 \text{ \AA}$ ($v' = 1$, $v'' = 1$) de ce système. La constante de temps de décroissance de l'intensité lumineuse est de l'ordre de 1 microseconde. Les courbes ont même allure que celles du 1^{er} système positif.

c) *Deuxième système positif.*

Deux exemples de courbes de ce système sont représentés figures 51 et 52.

Les courbes sont très différentes des précédentes. Le maximum d'intensité lumineuse se produit pendant l'impulsion. On observe ensuite une partie rectiligne analogue à celle que l'on avait obtenue avec les raies de l'hélium et du néon. La fin de l'impulsion est marquée par une brisure de la courbe.

La constante de temps τ_0 après la cessation du champ est de 0,9 microseconde environ. Le rapport I_1/I_2 reste approximativement le même pour les bandes d'une même progression ($v' = \text{Constante}$) mais diminue quand v' croît. Ce paramètre P est en effet voisin de 1,5 pour $v' = 1$ et de 1 pour $v' = 4$.

Dans une séquence, ce rapport P décroît quand le niveau d'excitation s'élève.

B. — A la pression de 0,5 mm. l'amorçage se produit avec un retard important et l'on observe pour toutes les bandes du deuxième système positif et du système négatif une croissance quasi-exponentielle avec un maximum en fin d'impulsion (Fig. 53 et 54).

Le maximum d'intensité pour le premier système positif se produit pendant la post-luminescence (figure 55). La constante de temps de la décroissance est beaucoup plus grande que pour les deux autres systèmes de bande ($\tau_0 = 3$ microsecondes au lieu de 0,8 à 0,9).

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS.

Le paramètre $P = I_1/I_2$ relatif au deuxième système positif décroît quand le niveau d'excitation considéré s'élève. Il y a une exaltation des termes correspondant aux niveaux de vibration élevés, c'est-à-dire une augmentation de la température apparente de vibration des molécules quand la concentration électronique devient importante. Il est possible que ce phénomène soit lié à une modification des probabilités de transition dans l'émission de la molécule excitée dans le champ des ions voisins.

Les résultats obtenus s'interprètent en admettant que l'émission du deuxième système positif est due essentiellement aux chocs électroniques et la décroissance après la cessation du champ traduit celle de la concentration des électrons de forte énergie ; on obtient ainsi pratiquement la même valeur de la constante de temps que dans le cas des gaz rares.

L'émission du système négatif serait en partie due aux chocs électroniques et en partie à la recombinaison ions N_2^{++} et électrons ; le deuxième mécanisme jouant un rôle de plus en plus grand à mesure que le champ diminue. Par ailleurs, les électrons de basse vitesse doivent être en assez grand nombre, étant donné l'importance des chocs inélastiques dans l'azote (excitation des niveaux de vibration et des niveaux électroniques). La recombinaison joue donc un rôle appréciable pendant l'impulsion elle-même, ce qui expliquerait que le maximum soit décalé par rapport à celui du deuxième système positif et s'observe en fin d'impulsion. La constante de temps de décroissance est plus élevée que pour le deuxième système positif en raison de la recombinaison, celle-ci intervenant seule au bout de quelques microsecondes après la fin de la décharge.

Enfin, le premier système positif est émis pour une très grande part pendant la décharge par recombinaison $N_2^+ + \text{électron}$. La constante de temps est encore plus élevée que celle des autres systèmes puisqu'il s'agit ici essentiellement d'une émission de recombinaison.

A basse pression, d'autre part, il est probable que, la densité ionique étant faible, l'émission de bandes négatives pendant le champ soit uniquement due aux chocs électroniques, comme celles du deuxième système positif. La recombinaison joue par contre un rôle important en postluminescence pour le système négatif, d'où une constante de temps initiale un peu plus élevée (0,9 microseconde) pour les bandes de ce système que pour celles du deuxième système positif (0,8 microseconde environ), et une persistance de l'émission des bandes négatives pendant plusieurs dizaines de

microsecondes, alors que le deuxième système positif est inobservable en postluminescence (Fig. 54 et 55).

La présence du maximum au début de la postluminescence dans le cas du premier système positif s'explique par le fait que la recombinaison n'est pas instantanée en raison des vitesses électroniques plus élevées qu'à haute pression. Enfin, l'augmentation de la constante de temps de recombinaison à basse pression s'explique par le fait que la concentration ionique est plus faible qu'à pression plus élevée.

DÉCHARGE DANS L'OXYGÈNE

La décharge en ondes centimétriques dans l'oxygène a été étudiée à un autre point de vue.

1°) Préparation du gaz.

Nous avons obtenu l'oxygène par décomposition à chaud du permanganate de potassium.

La purification s'effectue par les pièges de P_2O_5 , de KOH et d'azote liquide.

2°) Etude de la décharge.

a) SPECTRE DE BANDES ET SPECTRE DE RAIES.

Aux pressions faibles de l'ordre du millimètre, on a le spectre de bandes de la molécule ionisée (premier et deuxième systèmes négatifs) ; tandis que l'on obtient le spectre de l'atome neutre lorsque la pression atteint 2 cm. de Hg. On passe lentement d'un système à l'autre lorsqu'on augmente la pression et les deux systèmes peuvent ainsi apparaître avec prédominance de l'un ou de l'autre. Ils sont en général accompagnés des principales raies de l'atome d'oxygène ionisé.

Nous avons obtenu, à la pression de 2 cm. de Hg, un spectre très pur des bandes $v' = 0$ du système de SCHUMAN RUNGE, superposé à un système à 5 bandes floues comprises entre 2.500 et 2.565 Å dont nous n'avons pu déterminer la nature.

L'aspect de la décharge semble en outre indiquer que, comme pour les gaz étudiés précédemment, l'énergie locale est beaucoup plus élevée à haute pression qu'à basse pression.

b) EMISSION DES BANDES ATMOSPHÉRIQUES DE L'OXYGÈNE.

Le spectre de la décharge dans l'oxygène pur à la pression de 1 cm. de Hg, pris sur plaque Kodak N hypersensibilisée, présente les bandes atmosphériques entre 7500 et 7700 Å environ, avec maxima vers 7590 et 7685 Å. Ces bandes interdites avaient déjà été observées par KAPLAN en 1947 et par BRANSCOMB en 1952 [81].

3°) Etude de la postluminescence.

Nous distinguons :

a) Une postluminescence brève de durée quelques microsecondes, et dont le spectre est le même que celui de la décharge (décroissance analogue à celle qui a été observée pour les autres gaz immédiatement après la fin de l'impulsion).

b) Une postluminescence de longue durée, qui subsiste plusieurs millisecondes. Cette postluminescence est pratiquement inexistante lorsque le gaz est très pur. Quelques traces d'impuretés, CO par exemple, produisent un spectre continu présentant un maximum d'intensité pour une certaine longueur d'onde ; cette dernière, ainsi que l'intensité relative du maximum, dépendent de la concentration des impuretés et de la pression globale du gaz. Remarquons cependant que BRODA et GAYDON signalent l'émission en postluminescence des bandes de HERZBERG, dans certaines conditions d'excitation [82]. Avec l'appareillage dont nous disposons, nous n'avons pu mettre en évidence aucune de ces bandes dans le visible ou dans l'ultraviolet.

Un examen stroboscopique de cette post-luminescence a été effectué dans les conditions suivantes :

Le ballon contenant l'oxygène, dans lequel est provoquée la décharge, est placé à l'embouchure du guide. L'illumination du gaz présente alors l'aspect habituel, c'est-à-dire une tache lumineuse de forte intensité contre la paroi du ballon et deux lobes d'autant plus larges que la pression du gaz est plus faible.

Le générateur de déclenchement est piloté par la tension sinusoïdale de 400 périodes issue de la génératrice d'alimentation. Un « selsyn », calé sur l'arbre de la génératrice, asservit un autre « selsyn » qui entraîne un disque stroboscopique portant sur un même cercle 8 fenêtres très fines, chacune axée suivant un rayon.

Lorsque le groupe d'alimentation tourne à sa vitesse de régime, le « selsyn » asservi entraîne le disque à une vitesse très voisine de celle du groupe. La dérive, c'est-à-dire

la différence des vitesses de rotation des deux selsyns, est de l'ordre de 1 tour toutes les 16 secondes. Dans ces conditions, le rapport des périodes des mouvements réel et apparent est 1/800. L'examen de la décharge peut alors s'effectuer aisément à travers les fenêtres du disque.

L'observation stroboscopique de la décharge dans l'oxygène, sous 3,8 cm. de Hg de pression, montre que chaque impulsion excite le gaz pendant un temps très court, après quoi persiste un brouillard jaunâtre de forme sphérique de 2 cm. de diamètre environ, qui se déplace vers le centre du ballon. Ce petit nuage s'est déplacé d'environ 2 cm. au moment où se produit la décharge correspondant à l'impulsion suivante. On distingue alors une suite de petites sphères équidistantes et alignées, qui prennent naissance sur la paroi du ballon située à l'embouchure du guide, progressent vers le centre du récipient et s'évanouissent après avoir parcouru 7 à 8 cm. au sein du gaz. Il est facile de déterminer la vitesse moyenne de diffusion de ces particules puisque chaque paquet parcourt 2 cm. tous les 1/400 seconde. On obtient :

$$v = 8 \text{ m/sec.}$$

Remarques. — 1° Nous avons cru pendant longtemps que cette postluminescence de longue durée était due à des traces d'impuretés, car un gaz préparé avec un soin particulier (utilisation de pièges à air liquide, d'anhydride phosphorique et de soude) introduit dans le ballon désorbé auparavant à 400 degrés pendant 30 minutes, ne présentait qu'une postluminescence visible extrêmement faible. Nous ne pensons cependant pas que cette postlueur soit complètement absente dans l'oxygène théoriquement pur. RAYLEIGH [83] qui avait observé un spectre analogue mais à partir d'un champ continu, ne put affirmer que la postluminescence responsable de ce spectre était inexistante dans le gaz parfaitement pur.

2° Les petits nuages, observés au stroboscope, ne sont pas visibles séparément à l'œil nu. Ils constituent une colonne lumineuse, dont l'intensité décroît quand on s'éloigne de la paroi sur laquelle se produisent les décharges. Cette colonne ou son prolongement rencontre la paroi opposée qui s'échauffe au point d'impact (élévation de température d'une quarantaine de degrés environ).

Lorsque la pression décroît en dessous de 3 cm. de Hg, la colonne s'élargit et la luminosité emplit tout le ballon quand la pression est inférieure à 1 mm. Lorsque la pression augmente, la variation de luminosité décroît très rapidement en fonction de la distance à la paroi sur laquelle ont

lieu les décharges. Que la colonne soit très ou peu lumineuse, c'est-à-dire que le gaz présente plus ou moins d'impuretés, l'échauffement de la paroi opposée est approximativement le même, à une pression déterminée.

Les résultats de ces observations sont malheureusement difficiles à interpréter et la détermination de la nature des corpuscules qui diffusent dans la masse gazeuse n'a pu être effectuée.

ÉTUDE DU MÉLANGE NÉON-AZOTE [84].

1°) Préparation.

Le mélange gazeux obtenu à partir des deux sources précédemment utilisées est effectué en présence de potasse, d'anhydride phosphorique et de charbon actif. Le ballon, ainsi que les tubes de purification, sont ensuite isolés de la canalisation. On plonge dans l'air liquide le piège à charbon actif ; celui-ci adsorbe les impuretés, l'azote et en partie le néon ; seuls ces deux derniers gaz sont désorbés lorsqu'on enlève l'air liquide.

2°) Aspect du rayonnement.

La décharge présente pendant l'impulsion la teinte rouge orangé caractéristique du néon. La lumière en postluminescence a une couleur bleu-ciel lorsque la teneur en azote est de l'ordre de 1 à 5 % et la pression totale comprise entre 1 et 4 mm.

3°) Examen des spectres.

Le spectre de la décharge comprend les raies de l'atome excité du néon et le deuxième système positif de l'azote très intenses, les bandes négatives correspondant aux niveaux inférieurs de vibration de N_2^+ assez intenses et le premier système positif faible.

Dans la postluminescence, le premier et le deuxième systèmes positifs sont pratiquement absents, les bandes négatives sont intenses et le spectre du néon est beaucoup plus faible que dans la décharge. En outre, il apparaît dans les régions 4700-5600 Å et 3000-4000 Å des bandes dégradées vers le rouge, dont certaines présentent l'alternance des intensités caractéristiques des transitions faisant intervenir un état Σ de l'azote. Lorsqu'on élève la concentration en azote, la durée de la postluminescence diminue beaucoup

et, aux faibles teneurs, la couleur bleue apparaît seulement dans la postluminescence lointaine, la postluminescence proche étant essentiellement celle du néon.

TABLEAU XII.

Nouvelles bandes du système N_2^+ . (Les bandes déjà connues figurent entre crochets ou sont marquées d'un astérisque).

λ μ	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
10	2987,5 (3346,3)	3174,4 (3149,3)	3581,5 (2956,4)	3612,8 (1767,3)	3675,1 2573,8													
11		3174,4 (3236,1)	3581,5 (3102,0)		3658,1 2725,4													
12		2912,5 3432,5			3433,4 2851,7	5735,1 2678,0												
13			2970,0 3356,0	3148,5 3175,2	3355,7 2380,0		3808,9 2624,7		4763,1 2107,4									
14					3171,7 3106,3	3419,6 2929,5	3643,2 2714,1			4850,7 20529,3								
15							3500,6 2850,6	3720,3 2680,0				4360,3 2018,0						
16						3181,9 3141,9	3374,5 2962,5	3588,6 2785,8	3824,7 2613,8			4763,2 21179,6	5039,8 19603,2					
17							3269,0 3063,8		3682,1 2715,1				5244,7 19017,3					
18						2992,3 3340,3		3348,6 2984,6		3782,8 2642,8			4360,3 20041,7	5391,1 18543,9				
19							3250,1 3075,9	3443,7 2903,0	3655,7 2734,7	3691,8 2568,8			4763,2 20361,6	5391,1 19453,2	5551,9 18006,9			
20						3150,8 3163,3	3341,7 2991,6			3761,6 2657,7	4006,7 2495,7				20346,2 18888,0	5721,9 17471,9		
21										3433,2 2906,8	3646,1 2711,9					5066,2 19733,2	5458,2 18316,0	
22										3756,1 2661,6	3934,9 25025,9						5632,1 17750,4	
23											3447,3 2900,0							

Nous avons pu classer les nouvelles bandes (tableau XII) et montrer ainsi qu'il s'agissait des termes élevés du système négatif de N_2^+ . On sait que HERZBERG [85], ainsi que COSTER et BRONS [86], ont déjà observé quelques bandes de queue dégradées vers le rouge ; elles figurent entre crochets sur le tableau et sont également visibles sur nos clichés. Les bandes marquées d'un astérisque ont été également obtenues par PARKER [87], SMYTH et ARNOT [88] ou DOUGLAS [89]. Nos mesures de longueurs d'onde n'ont pas pu être faites dans l'ultraviolet avec une précision supérieure à 0,5 Å, par suite de la faible dispersion et de la mauvaise définition des arêtes. L'identification semble néanmoins certaine.

4°) Examen des courbes.

Les figures 56 et 57, 58 et 59, représentent à titre d'exemples les courbes obtenues pour les radiations

$\lambda = 5037 \text{ \AA}$ (Ne I), $3943 \text{ \AA}$ (N_2 ; 2P), $\lambda = 4199 \text{ \AA}$ (N_2^+ ; 2,3) et $\lambda = 5240 \text{ \AA}$ (N_2^+ ; 17,19). Le tableau XIII donne la constante de temps τ_0 de la décroissance de l'intensité et le rapport ρ de l'intensité au bout de 10 microsecondes à sa valeur maximum.

TABLEAU XIII

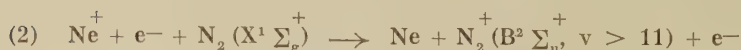
Valeurs de la constante de temps τ_0 (en $\mu s.$) d'une raie du néon et de trois bandes de l'azote excitées dans un mélange néon-azote, ainsi que du rapport $\rho = I/I_0$ au bout de 10 microsecondes après la fin de l'impulsion.

λ	τ_0	ρ
5037	1	0,04
3943	1	0
4199	1,2	0,05
5240	13,5	0,42

5°) Interprétation.

Quoique les nouvelles bandes apparaissant dans le spectre soient bien disposées suivant les branches de la parabole de FRANCK-CONDON, la répartition des intensités dans le spectre, d'une part, et la forme des courbes intensité-temps, d'autre part, paraissent montrer que le mécanisme d'excitation est différent pour les nouvelles bandes et pour celles qui proviennent des niveaux de vibration inférieurs de l'état $B^2 \Sigma_u^+$.

Il semble probable que le deuxième système positif soit excité par choc électronique et qu'il en soit en grande partie de même pendant l'impulsion pour les bas niveaux de N_2^+ . Dans la postluminescence, l'émission des bandes négatives correspondantes serait pour la plus grande part due à une recombinaison radiative à partir de N_2^{++} . Les niveaux élevés de l'ion N_2^+ ($B^2 \Sigma_u^+$), au contraire, sont vraisemblablement excités par chocs de deuxième espèce avec les ions Ne^+ suivant l'un des mécanismes mentionnés ci-dessous :



Le potentiel d'ionisation du néon étant 21,56 eV et l'énergie de l'ion N_2^+ ($B^2 \Sigma_u^+$, $11 < v < 23$) étant comprise

entre 21,45 et 22,96 eV, il faudrait que l'énergie complémentaire provienne de l'énergie cinétique de l'ion (mécanisme (1)) ou de l'électron (mécanisme (2)), ou encore, tout au moins en partie, de l'énergie vibratoire de la molécule N_2 . L'extinction de la postluminescence propre du néon s'explique également à l'aide de ce processus, car l'émission des raies Ne I après la cessation du champ est certainement due à la recombinaison des ions Ne^+ et des électrons.

Il est très vraisemblable que les chocs entre atomes du néon et molécules d'azote métastables interviennent également dans la formation des ions N_2^+ . On aurait :



L'énergie mise en jeu, soit 22,8 eV, permettrait alors de porter l'ion aux niveaux observés. Bien que ce dernier mécanisme se produise avec une meilleure résonance, il semble assez peu probable qu'il soit prépondérant dans la première phase de la postluminescence.

RÉSUMÉ

Le présent travail relatif à l'examen des périodes transitoires de la décharge dans les gaz excités par des impulsions brèves a montré :

1° Que l'étude des variations en fonction du temps de l'intensité lumineuse des différentes radiations émises présente un grand intérêt pour expliquer les mécanismes d'excitation et d'émission au cours de la décharge et pendant la postluminescence.

2° Que, dans les conditions particulières de nos expériences, les courbes intensité-temps peuvent se classer en deux catégories :

a) Courbes à deux maxima :

Ces courbes qui ont été observées avec les raies de l'hélium et du néon semblent propres au spectre atomique. Pendant la durée de l'impulsion et les premières microsecondes qui suivent la cessation du champ, l'émission lumineuse est uniquement due à l'excitation par chocs électroniques. La recombinaison ne joue un rôle important que pendant la période suivante ; elle permet d'interpréter la postluminescence.

b) Courbes à un seul maximum :

Ces courbes s'observent dans le cas des gaz diatomiques. La recombinaison est déjà appréciable pendant la décharge et peut s'effectuer avec des électrons rapides (cf. p. 54). Son importance est d'autre part accrue par le fait que la proportion des électrons lents est relativement plus élevée que dans les gaz mono-atomiques (cf. pp. 118-119).

3° Que, dans le cas de l'hélium, l'émission du spectre moléculaire ne se manifeste qu'après la cessation du champ.

4° Qu'il convient de faire intervenir, dans le cas des mélanges gazeux, des transferts d'énergie ou des échanges d'électrons entre atomes ou molécules. Nous avons interprété de cette manière l'émission des nouvelles bandes du système négatif de la molécule N_2^+ que nous avons observée dans le spectre de postluminescence du mélange néon-azote.

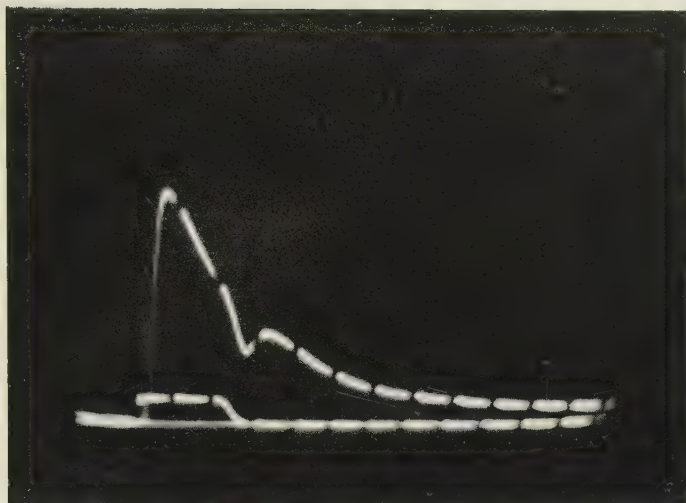


FIGURE 35.

Courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 5015 \text{ \AA}$ de l'hélium
à la pression $p = 15 \text{ mm. (paroi)}$.

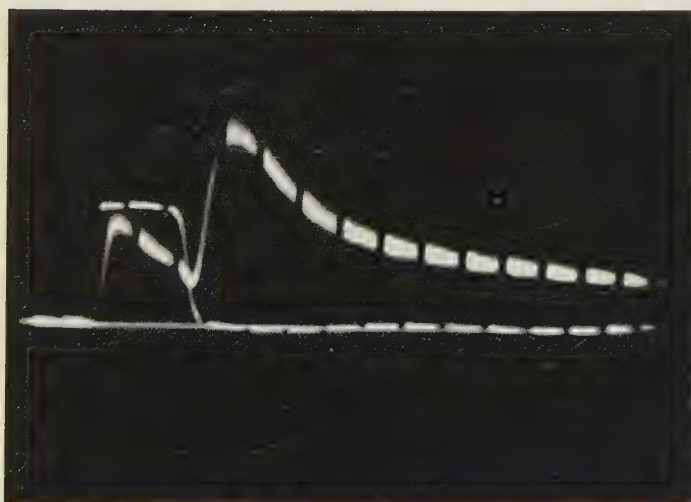


FIGURE 36.

Courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 3819 \text{ \AA}$ de l'hélium
à la pression $p = 15 \text{ mm. (paroi)}$.

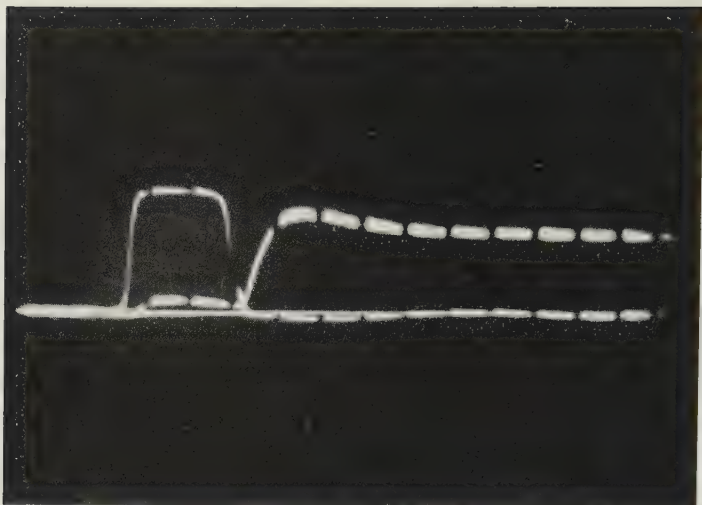


FIGURE 37.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 4625 \text{ \AA}$ de l'hélium à la pression $p = 15 \text{ mm. (paroi)}$.

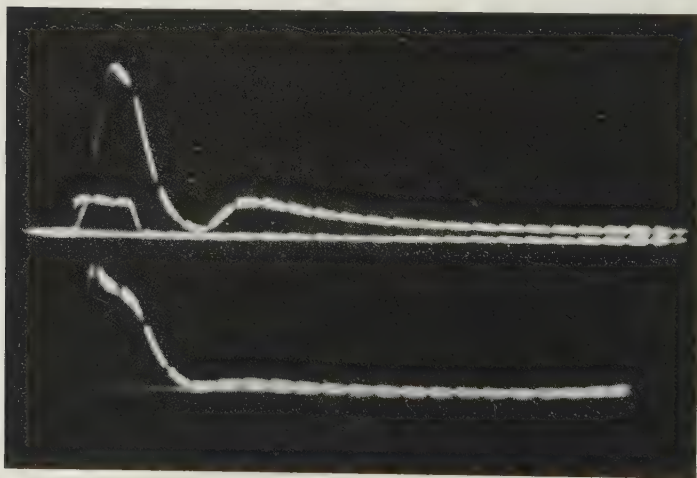


FIGURE 38.

Courbes $I = f(t)$ relatives respectivement à l'émission de la décharge dans l'hélium, près de la paroi (courbe supérieure), et au centre du récipient (courbe inférieure) — raie : $\lambda = 4921 \text{ \AA}$, $p = 2 \text{ mm.}$

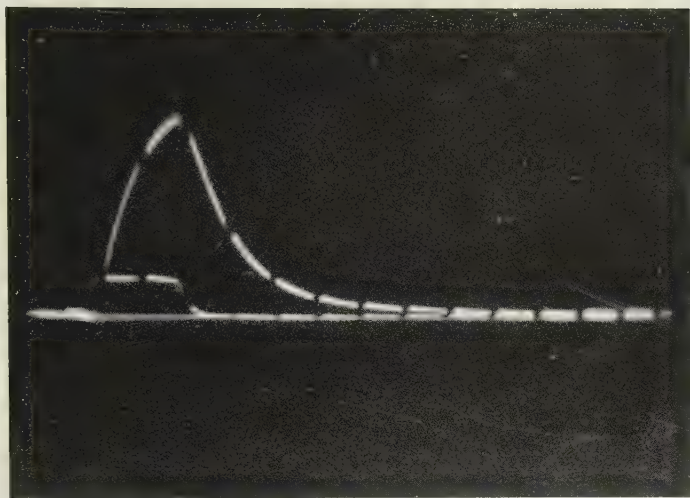


FIGURE 49.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 5854,4 \text{ \AA}$ ($v' = 10, v'' = 6$) (1^{er} système positif) de l'azote à la pression $p = 25 \text{ mm}$.

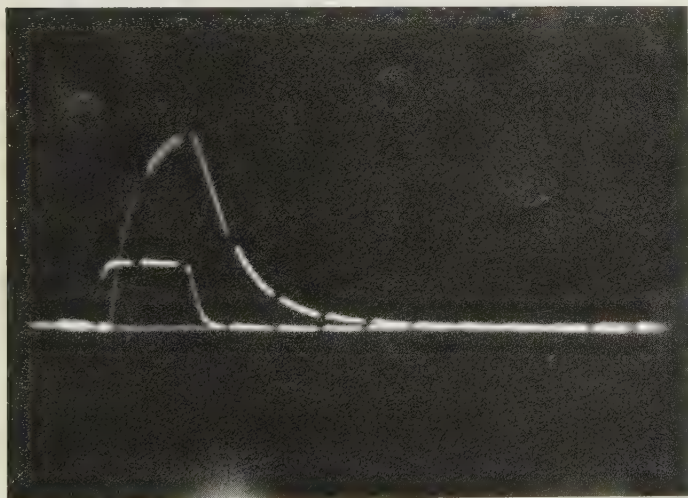


FIGURE 50.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 3884 \text{ \AA}$ ($v' = 1, v'' = 1$) du système négatif de l'azote à la pression $p = 25 \text{ mm}$.



FIGURE 51.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 4343,6 \text{ \AA}$ du deuxième système positif de l'azote à la pression $p = 25 \text{ mm}$. Le maximum d'intensité a lieu pendant l'impulsion.

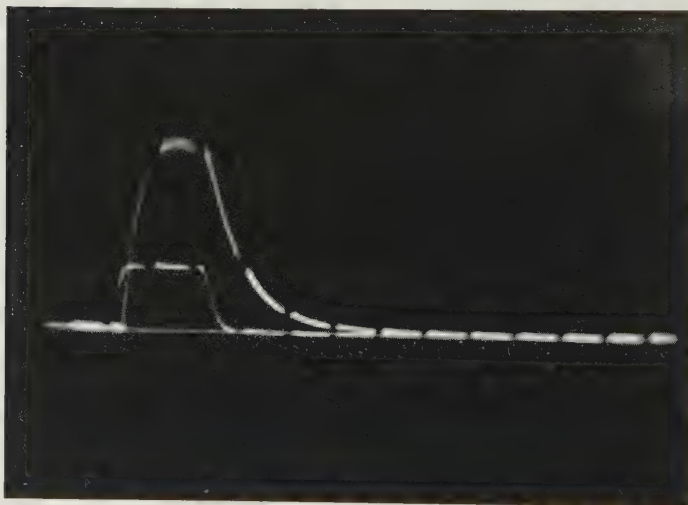


FIGURE 52.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 4096,8 \text{ \AA} (4.8)$ du deuxième système positif de l'azote à la pression $p = 25 \text{ mm}$. Le maximum d'intensité a lieu en fin d'impulsion.

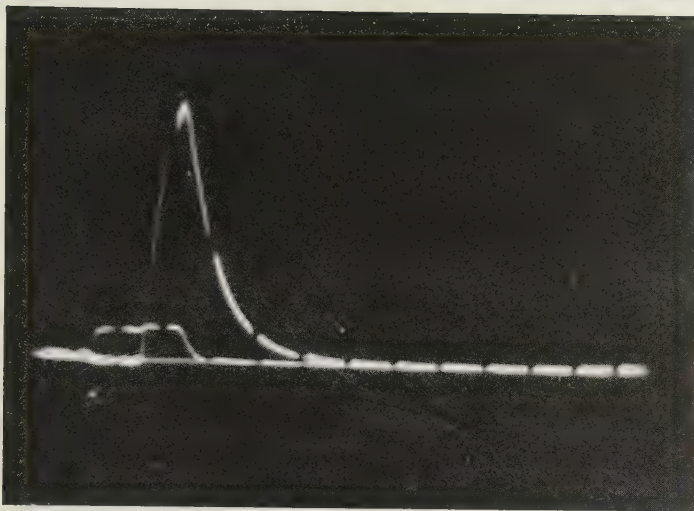


FIGURE 53.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 4141,8 \text{ \AA}$ (3,7)
 du deuxième système positif de l'azote à la pression $p = 0,5 \text{ mm}$.
 Le maximum a lieu en fin d'impulsion.
 Il n'y a pas de postluminescence apparente.

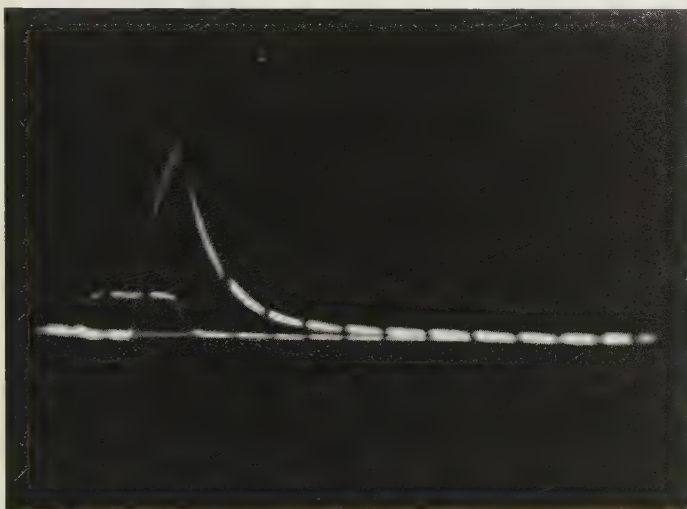


FIGURE 54.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 5012,7 \text{ \AA}$ (3,6)
 du système négatif de l'azote à la pression $p = 0,5 \text{ mm}$.
 Le maximum apparaît en fin d'impulsion.
 La postluminescence est appréciable.

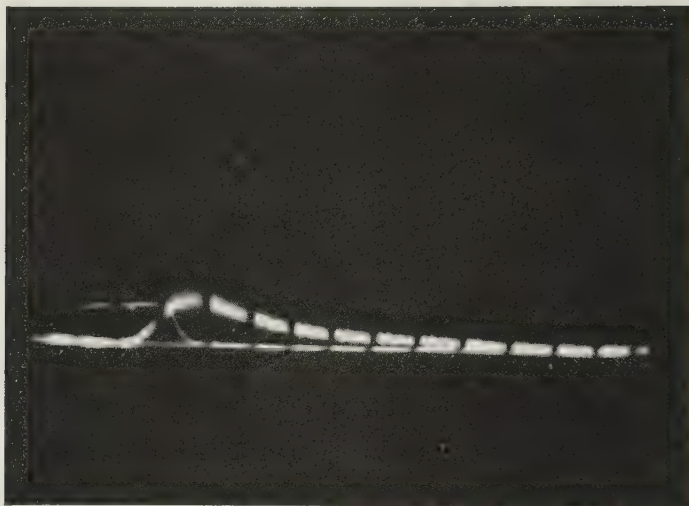


FIGURE 55.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 6185,2 \text{ \AA}$ (4,0) du premier système positif de l'azote à la pression $p = 0,5 \text{ mm}$. Le maximum d'intensité a lieu au début de la postluminescence.

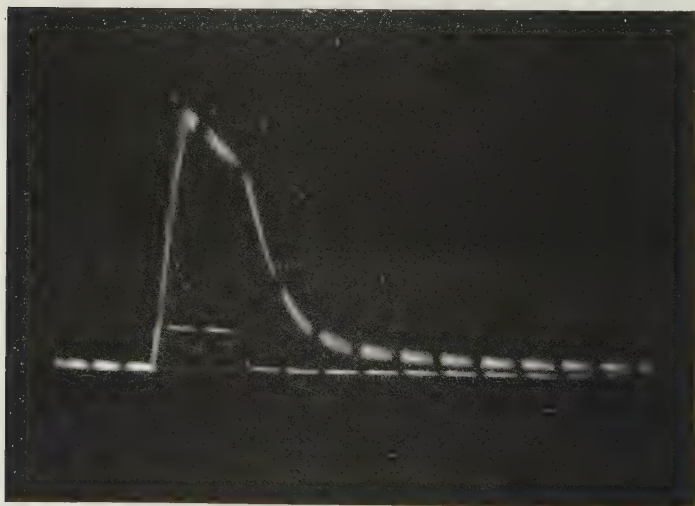


FIGURE 56.

Courbe $I = f(t)$ relative à la raie $\lambda = 5037 \text{ \AA}$ de Ne dans un mélange néon-azote aux pressions relatives 100/2, à la pression globale $p = 4 \text{ mm}$.

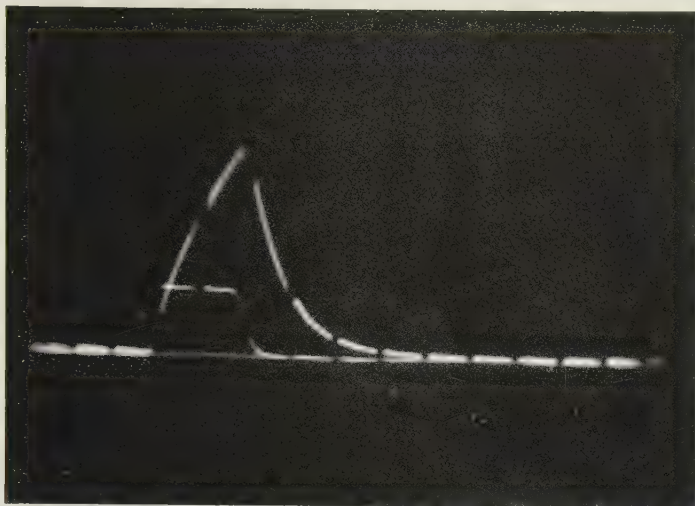


FIGURE 57.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 3943 \text{ \AA}$ (2P) de l'azote dans le mélange néon-azote.

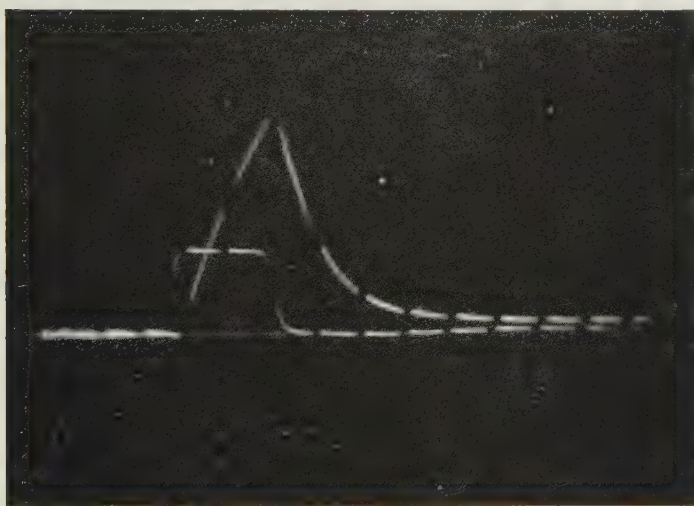


FIGURE 58.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 4199 \text{ \AA}$ (2, 3) de N_2^+ dans le mélange néon-azote.

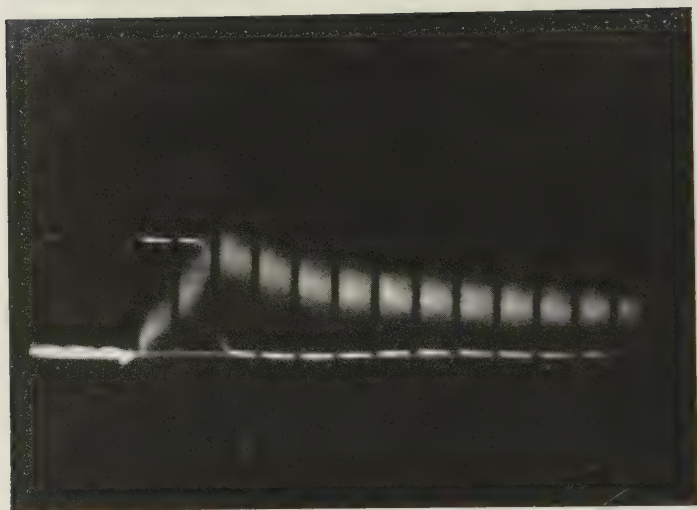


FIGURE 59.

Courbe $I = f(t)$ relative à la tête de bande $\lambda = 5240 \text{ \AA}$ (17, 19)
de N_2^+ dans le mélange néon-azote.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. MARGENAU. — *Phys. Rev.*, 69, 1946, pp. 508-513.
- [2] M. LAPORTE. — Décharge électrique dans les gaz. (A. Colin, Paris, 1939).
- [3] D. H. HALE. — *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 1046.
- [4] G. D. MORGAN. — *Sc. Progr.*, 41, 1953, pp. 22-41.
- [5] E. HIEDMANN. — *Phys. Rev.*, 37, 1931, pp. 978-982.
- [6] M. LAPORTE. — Phénomènes élémentaires de la décharge électrique dans les gaz. (P.U.F., Paris, 1933).
- [7] F. R. DICKEY. — *Journal of Appl. Phys.*, 23, 1952, pp. 1336-39.
- [8] H. MARGENAU. — *Phys. Rev.*, 73, 1948, pp. 297-308.
- [9] J. A. SMIT. — *Physica*, 3, 1936, pp. 543-560.
- [10] S. CHAPMAN, T. G. COWLING. — The mathematical theory of non uniform gases. (Cambr. Univ. Press, New-York, 1939).
- [11] E. BLOCH. — Théorie cinétique des gaz (A. Colin, Paris, 1930).
- [12] L. BOLTZMANN. — Leçons sur la théorie des gaz. (Gauthier-Villars, Paris, 1^{er} vol. 1902, 2^{me} vol. 1905).
- [13] J. H. JEANS. — Théorie dynamique des gaz. (Traduction, Librairie Scientifique Albert Blanchard, Paris 1925).
- [14] E. BOREL. — Mécanique statistique classique. (Gauthier Villars, 2 tomes, Paris, 1925).
- [15] B. DAVIDOV. — *Phys. Zeit. der Sowjetunion*, 8, 1935, pp. 59-70.
- [16] M. J. DRUYVESTEYN, F. M. PENNING. — *Rev. of Mod. Phys.*, 12, 1940, pp. 87-194.
- [17] M. J. DRUYVESTEYN. — *Physica*, 3, 1936, p. 65-74.
- [18] L. TONKS, I. LANGMUIR. — *Phys. Rev.*, 33, 1929, pp. 195-210.
- [19] E. EVERHART, S. C. BROWN. — *Phys. Rev.*, 76, 1949, pp. 839-842.
- [20] W. F. ALLIS, S. C. BROWN, E. EVERHART. — *Phys. Rev.*, 84, 1951, pp. 519-522.
- [21] M. A. HERLIN, S. C. BROWN. — *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 291, p. 910.
- [22] F. M. PENNING. — *Physica V*, 1938, pp. 286-297.
- [23] J. S. TOWNSEND. — *J. Franklin Inst.*, 200, 1925, p. 563.
- [24] R. SEELIGER, R. HIRCHERT. — *Ann. der Phys.*, 11, 1931, pp. 817-857.

- [25] M. J. DRUYVESTEYN. — *Zeits. für Physik*, 81, 1933, pp. 571-580.
- [26] G. MIERDEL. — *Wiss. Ver. Siemenskonz.*, 17, 1938, p. 71.
- [27] J. M. MEEK, J. D. CRAGGS. — *Electrical breakdown of gases* (Oxford, 1953).
- [28] F. D. ADLER, H. MARGENAU. — *Phys. Rev.*, 79, 1950, pp. 970-971.
- [29] R. B. BRODE. — *Rev. Mod. Phys.*, 5, 1933, pp. 257-279.
- [30] A. M. CRAVATH. — *Phys. Rev.*, 36, 1930, pp. 248-250.
- [31] M. A. BIONDI, S. C. BROWN. — *Phys. Rev.*, 75, 1949, pp. 1700-1705.
- [32] G. MIERDEL. — *Zeit. für Physik*, 121, 1943, pp. 574-585.
- [33] L. B. LOEB. — *Fundamental processes of electrical discharge in gases* (J. Wiley et sons, 1939).
- [34] W. FINKELBURG. — *Kontinuierliche spektren* (Springer, 1938).
- [35] F. L. MOHLER. — *Phys. Rev.*, 31, 1928, pp. 187-194.
- [36] F. L. MOHLER, C. BOECKNER. — *Bur. of Stand. Journ. Res.*, 2, 1929, pp. 489-500.
- [37] C. BOECKNER. — *Bur. of Stand. Journ. Res.*, 6, 1931, pp. 277-285.
- [38] R. A. JOHNSON, B. T. MAC CLURE, R. B. HOLT. — *Phys. Rev.*, 80, 1950, pp. 376-379.
- [39] A. D. MAC DONALD, S. C. BROWN. — *Phys. Rev.*, 75, 1949, pp. 411-418.
- [40] M. A. BIONDI, S. C. BROWN. — *Phys. Rev.*, 76, 1949, pp. 1697-1700.
- [41] M. A. BIONDI. — *Phys. Rev.*, 79, 1950, pp. 733-734.
- [42] R. B. HOLT, J. M. RICHARDSON, HOWLAND, MAC CLURE. — *Phys. Rev.*, 77, p. 239.
- [43] A. REDFIELD, R. B. HOLT. — *Phys. Rev.*, 82, 1951, pp. 874-876.
- [44] J. M. RICHARDSON. — *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 318.
- [45] J. M. RICHARDSON. — *Phys. Rev.*, 88, 1952, pp. 895-900.
- [46] J. M. RICHARDSON, R. B. HOLT. — *Phys. Rev.*, 81, 1951, pp. 153-154.
- [47] L. VARNERIN. — *Phys. Rev.*, 84, 1950, pp. 563-566.
- [48] P. DANDURAND, R. B. HOLT. — *Phys. Rev.*, 82, 1951, pp. 868-873.
- [49] P. DANDURAND, R. B. HOLT. — *Phys. Rev.*, 82, 1951, pp. 278-279.
- [50] E. W. PIKE. — *Phys. Rev.*, 49, 1936, pp. 513-515.
- [51] I. EYRAUD. — *Communication au Colloque « Ondes hertziennes et magnétisme »*, Grenoble, 5 et 6 Janvier 1953 (non publié).
- [52] I. EYRAUD. — *Journal de Physique et le Radium*, T. 13, 1952, pp. 33-34 s.
- [53] I. G. BRAINERD. — *Technique des ultra-hautes fréquences*. (Traduction française, Chiron, Paris, 1948).

- [54] J. Y. HOLDAM, MAC GRATH, A. D. COLE. — Radar for blind bombing, *Electronics*, 19, 1946, pp. 138-143, 142-149.
- [55] G. N. GLASOE, J. V. LEBACQ. — *Pulse generators* (Mc Graw-Hill M.I.T., 1948).
- [56] G. DEJARDIN, Mlle SCHWEGLER. — *Rev. Opt.*, 13, 1934, pp. 313-330.
- [57] R. SHERR, J. B. GERHART. — *Rev. of Scient. Instr.*, 23, 1952, pp. 770-772.
- [58] L. COTTON. — *Revue « Technica »*, Oct-Nov., 1953, pp. 1-12.
- [59] R. A. HOUSTON. — *Proc. of the Roy. Soc. of Edinb.*, 57, 1936, pp. 163-171.
- [60] R. D. SARD. — *Journ. of Appl. Phys.*, 17, 1946, pp. 768-777.
- [61] MALTER. — *Proc. of I.R.E.*, 29, 1941, p. 587 ; 35, 1947, p. 1074.
- [62] J. S. ALLEN, T. C. ENGELDER. — *Rev. Sc. Instr.*, 22, 1951, pp. 401-402.
- [63] J. K. ROBERTSON, J. R. KENNEY, W. C. NIXON. — *Nature*, 164, 1949, p. 100.
- [64] J. JANIN et I. EYRAUD. — *C. R.*, 237, 1953, pp. 1073-1075. — I. EYRAUD et J. JANIN. — *Onde électrique*, 35, 1955, pp. 504-505.
- [65] M. BAYET. — *Rev. Scient.*, 89, 1951, pp. 351-394.
- [66] R. D. CRAIG, J. D. CRAGGS. — *Nature*, 174, 1954, pp. 367-368.
- [67] P. LEJAY. — *Notes préliminaires du L.N.R.*, N° 75.
- [68] F. PASCHEN, R. GÖTZE. — *Seriengesetze des Linienspektren* (Springer, Berlin, 1922).
- [69] S. P. MAC CALLUM, M. S. WILLS. — *Nature*, 142, 1938, pp. 252-253.
- [70] F. L. ARNOT et B. MAC EWEN. — *Proc. Roy. Soc.*, A 171, 1939, pp. 106-120.
- [71] W. D. PARKINSON. — *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 41, 1951, pp. 619-622.
- [72] E. EBBINGHAUS. — *Ann. Physik*, 7, 1930, pp. 267-292.
- [73] D. R. BATES. — *Phys. Rev.*, 77, 1950, pp. 718-719 ; 82, 1951, p. 103.
- [74] H. S. W. MASSEY et C. B. O. MOHR. — *Proc. Roy. Soc.*, A 144, 1934, p. 188.
- [75] J. J. THOMSON. — *Phil. Mag.*, 47, 1924, pp. 337-378.
- [76] I. EYRAUD, J. JANIN. — *Communication au Congrès de spectroscopie atomique* (Lund, Juillet 1954). *Extrait de Lunds Universitets. Arsskrift. N. F. Avd. 2, Bd 50. Nr 21*, pp. 94-95.
- [77] M. STOBBE. — *Ann. der Physik*, 7, 1930, pp. 661-715.
- [78] R. LEJAY et L. HERMAN. — *C. R.*, 220, 1945, pp. 231-234.
L. HERMAN et R. HERMAN. — *C. R.*, 221, 1945, pp. 23-25.
L. HERMAN. — *C. R.*, 223, 1946, pp. 622-623.
L. HERMAN et R. HERMAN. — *C. R.*, 226, 1948, pp. 654-656.
L. HERMAN. — *C. R.*, 228, 1949, pp. 2016-2018.
- [79] G. KENTY. — *Phys. Rev.*, 32, 1928, pp. 624-635.
- [80] G. DEJARDIN, J. JANIN, I. EYRAUD. — *Bul. Amer. Phys. Soc.*, 30, 1955, n° 1, p. 10.
- [81] L. M. BRANSCOMB. — *Bul. Amer. Phys. Soc.*, 27, 1952, p. 1.

- [82] H. P. BROIDA, A. G. GAYDON. — *Proc. Roy. Soc.*, 222, 1954, pp. 181-195.
 - [83] Lord RAYLEIGH. — *Proc. Phys. Soc. of London*, 23, 1910-1911, pp. 66-73.
 - [84] J. JANIN et I. EYRAUD. — *Journ. Phys.*, 15, 1952, pp. 88-90 S.
 - [85] G. HERZBERG. — *Ann. der Physik*, 86, 1928, pp. 189-213.
 - [86] D. COSTER et H. H. BRONS. — *Zeit. für Physik*, 70, 1931, pp. 492-497 ; 73, 1932, pp. 747-774.
 - [87] A. E. PARKER. — *Phys. Rev.*, 44, 1953, pp. 90-91, pp. 914-918.
 - [88] H. D. SMYTH et E. G. F. ARNOT. — *Phys. Rev.*, 36, 1930, pp. 1023-1033.
 - [89] A. E. DOUGLAS. — *Can. Journ. Phys.*, 30, 1952, pp. 302-313.
-

Table des Matières

	PAGES
INTRODUCTION	7
Première Partie	
I. — GÉNÉRALITÉS	
SUR LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ	
1° Introduction	9
2° Oscillations des électrons dans le champ alternatif et influence des collisions élastiques	10
3° Amorçage de la décharge et ionisation	13
4° Fonction de distribution des vitesses	15
A) Formules générales	16
B) Collisions élastiques	16
C) Collisions inélastiques	17
D) Recombinaison	18
E) Lois de distribution déterminées dans des cas particuliers	19
F) Fonction de distribution en régime transitoire..	23
II. — EVOLUTION DE LA DÉCHARGE PENDANT L'IMPULSION	
A. Oscillation du plasma. Calcul de l'admittance complexe de la décharge	24
B. Etude de la variation de l'énergie rayonnée en fonction du temps, E étant supposé invariable pendant toute la durée de l'impulsion	27
a) Travaux de Penning	27
b) Relation entre la température électronique et le champ	28
c) Variation de la température électronique au commencement de la décharge	29
C. Etude de la variation de l'énergie rayonnée pendant la durée d'une impulsion dans le cas général	31
a) Influence de la température des électrons sur l'impédance de la décharge	31
b) Variation au cours du temps de la concentration électronique	37
c) Variation de l'énergie rayonnée	40
D. Conclusion	41

III. — ETUDE DE LA POSTLUMINESCENCE

A. <i>Postluminescence proche</i>	43
a) Variation de la température du gaz au cours du temps	44
b) Calcul de la variation de l'énergie rayonnée, en supposant que la distribution des vitesses reste maxwellienne	45
c) Cas pratique	47
B. <i>La diffusion</i>	48
a) Diffusion des électrons rapides	49
b) Diffusion des électrons lents	50
C. <i>La recombinaison</i>	51
D. <i>Phénomènes secondaires pouvant avoir une influence plus ou moins importante sur la postluminescence</i>	54
a) Phénomène d'attachement	54
b) Durée de vie des états excités	54

Deuxième Partie

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1° <i>Vue d'ensemble</i>	55
2° <i>Principe de fonctionnement du dispositif</i>	58
3° <i>Le convertisseur et le stroboscope</i>	58
4° <i>Dispositif de déclenchement</i>	60
5° <i>Le générateur</i>	65
a) Le modulateur	65
b) L'étage de puissance	67
c) Le circuit de mise en marche et les circuits de contrôle	68
6° <i>Le monochromateur</i>	68
7° <i>Le photomultiplicateur et son alimentation</i>	69
a) La linéarité	71
b) Le temps de réponse	72
c) Le bruit de fond	72
d) La réponse spectrale	72
e) Autres caractéristiques	72
8° <i>L'oscillographe et son amplificateur</i>	73
9° <i>Le dispositif de marquage</i>	74
10° <i>Les spectrographes</i>	77
11° <i>La canalisation à vide</i>	77

Troisième Partie

LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

<i>Généralités</i>	79
1° Localisation du champ et de la décharge	79
2° Calcul du champ	79
3° Conditions et aspect de la décharge	83
4° Etude du rayonnement	84
<i>Etude de l'Hélium</i>	84
1° Préparation	84
2° Aspect de la décharge	85
3° Examen des spectres	85
4° Examen des courbes	86
A. Rayonnement de la région proche de la paroi	86
B. Rayonnement de la région centrale	89
C. Influence de la durée de l'impulsion	92
D. Influence de la fréquence de répétition ..	93
E. Influence de la puissance mise en jeu ..	93
F. Influence de la position du domaine exploré à l'intérieur du récipient	93
<i>Etude du Néon</i>	98
1° Préparation	98
2° Aspect de la décharge	99
3° Examen des spectres	99
4° Examen des courbes	99
5° Evolution de la courbe lorsqu'on s'éloigne du centre de la région lumineuse au sein de la décharge	104
<i>Interprétation des résultats</i>	105
1° Interprétation des résultats propres à l'Hélium ..	105
2° Interprétation des résultats communs aux deux gaz : hélium et néon	108
<i>L'Azote</i>	113
1° Préparation	113
2° Examen des spectres	113
3° Examen des courbes	114
<i>Décharge dans l'oxygène</i>	119
1° Préparation du gaz	119
2° Etude de la décharge	119
3° Etude de la postluminescence	120
<i>Etude du mélange néon-azote</i>	122
1° Préparation	122
2° Aspect du rayonnement	122
3° Examen des spectres	122
4° Examen des courbes	123
5° Interprétation	124
RÉSUMÉ	127
BIBLIOGRAPHIE	129

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

ETUDE DU CABLE COAXIAL

Vu :

Les Membres du Jury,

DEJARDIN
PRETTRE
JANIN
GRIVET

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
DOUIN.

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 19 Novembre 1954.

LE RECTEUR,

Président du Conseil de l'Université,

POUR LE RECTEUR ET PAR DÉLÉGATION :

Le Vice-Président du Conseil de l'Université,

H. HERMANN.

